
Masterarbeit

Frau

Dana Quellmalz B. Sc.

**Realisierung einer ultraschnellen Strahl-
schaltung mit elektrooptischen Modula-
toren**

Mittweida, 2013

Fakultät
Mathematik/Naturwissenschaften/Informatik

Masterarbeit

Realisierung einer ultraschnellen Strahlschaltung mit elektrooptischen Modulatoren

Autor:
Frau
Dana Quellmalz B. Sc.

Studiengang:
Physikalische Technik

Seminargruppe:
PT11w1-M

Erstprüfer:
Prof. Dr. rer. nat. Bernhard Steiger

Zweitprüfer:
Frau Franka Marquardt M. Sc.

Bibliografische Beschreibung:

Quellmalz, Dana:

Realisierung einer ultraschnellen Strahlschaltung mit elektrooptischen Modulatoren. - 2013. - XIX, 81, xi S.

Mittweida, Hochschule Mittweida,

Fakultät Mathematik/Naturwissenschaften/Informatik, Masterarbeit, 2013

Referat:

Inhalt dieser Arbeit ist die ultraschnelle Strahlschaltung mit elektrooptischen Modulatoren. Ziel ist es möglichst hohe Laserleistungen schnell und effizient zu schalten. Dazu werden Untersuchungen bezüglich der Schaltzeit und der Schalteffizienz in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz und der eingestrahlten optischen Leistung durchgeführt. Zusätzlich wird die Wirkung des Modulators auf das Strahlprofil analysiert.

Inhalt

Inhalt.....	I
Abbildungsverzeichnis.....	III
Tabellenverzeichnis.....	IX
Variablenverzeichnis.....	XI
Abkürzungsverzeichnis.....	XIX
1 Einleitung.....	1
2 Grundlagen.....	3
2.1 <i>Die optische Indikatrix.....</i>	3
2.1.1 Allgemeine Beschreibung.....	3
2.1.2 Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in anisotropen Medien.....	5
2.2 <i>Der elektrooptische Effekt.....</i>	9
2.2.1 Mathematische Beschreibung.....	9
2.2.2 Der Pockelseffekt.....	11
2.2.3 Der Kerreffekt.....	11
2.3 <i>Kenngößen.....</i>	13
2.3.1 Schalteffizienz.....	13
2.3.2 Kontrast.....	15
2.3.3 Relative Amplitudendifferenz.....	16
2.3.4 Schaltzeit.....	16
2.3.5 Interne Verluste.....	17
2.4 <i>Elektrooptische Modulatoren.....</i>	18
2.4.1 Phasenmodulator.....	21
2.4.2 Dynamischer Phasenschieber.....	23
2.4.3 Amplitudenmodulatoren auf Basis von dynamischen Phasenschiebern.....	24
3 Experimentelle Untersuchungen.....	27
3.1 <i>Charakterisierung des elektrooptischen Modulators.....</i>	27
3.2 <i>Charakterisierung der Laser.....</i>	31
3.3 <i>Allgemeiner Versuchsaufbau.....</i>	33
3.3.1 Strahlkaustik nach Teleskopaufbau.....	35
3.4 <i>Bestimmung der Schaltzeit, der Schalteffizienz, des Kontrastes und der relativen Amplitudendifferenz.....</i>	36

3.5	<i>Versuche zum Einfluss der Ansteuerung</i>	38
3.5.1	<i>Untersuchung des analogen Eingangs</i>	38
3.5.2	<i>Vergleich analoger und digitaler Eingang</i>	41
3.5.3	<i>Vergleich der Treiber</i>	43
3.5.4	<i>Wirkung der Biasspannung auf die Polarisierung</i>	44
4	Ergebnisse und Diskussion	47
4.1	<i>Charakterisierung des Analysatoraufbaus</i>	47
4.2	<i>Verluste am EOM</i>	51
4.3	<i>Untersuchungen zum Einfluss des Strahlradius auf die Anstiegszeit des Fotodiodensignals</i>	53
4.4	<i>Schalteffizienz in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel</i>	56
4.5	<i>Schalteffizienz, Kontrast, relative Amplitudendifferenz und Schaltzeit in Abhängigkeit der Schaltfrequenz</i>	60
4.6	<i>Wirkung des Schaltvorgangs auf das Strahlprofil</i>	65
4.7	<i>Schalteffizienz, Kontrast und Abfallzeit in Abhängigkeit von der optischen Leistung</i>	73
4.8	<i>Fehlerbetrachtung</i>	79
5	Zusammenfassung und Ausblick	81
	Literaturverzeichnis	i
	Anhang	v
	<i>Teil 1 : Spezifikation Laser 2</i>	<i>vi</i>
	<i>Teil 2 : Datenblatt Fotodiode 1</i>	<i>vii</i>
	<i>Teil 3 : Datenblatt Fotodiode 2</i>	<i>viii</i>
	Selbstständigkeitserklärung	xi

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Optische Indikatrix (Saleh, et al., 2008 S. 256)	4
Abbildung 2: Überlagerung zweier senkrecht zueinander polarisierter Wellen bei verschiedenen Phasenverschiebungen und die resultierende Polarisation	5
Abbildung 3: Bestimmung der Brechungsindizes für eine beliebige Ausbreitungsrichtung k der elektromagnetischen Welle im anisotropen Medium (Saleh, et al., 2008 S. 1024)	6
Abbildung 4: Indexellipse eines einachsigen Kristalls (Meschede, 2008 S. 132)	6
Abbildung 5: Strahlversatz am Beispiel eines optisch einachsigen Kristalls (Meschede, 2008 S. 133)	8
Abbildung 6: Schematischer Brechzahlverlauf in Abhängigkeit eines äußeren elektrischen Feldes für Kristalle, die einen Pockelseffekt aufweisen (Saleh, et al., 2008 S. 1010)	11
Abbildung 7: Schematischer Brechzahlverlauf in Abhängigkeit eines äußeren elektrischen Feldes für Kristalle, die einen Kerreffekt aufweisen (Saleh, et al., 2008 S. 1010)	12
Abbildung 8: Signalverlauf des Funktionsgenerators und des Fotodiodensignals für den Betrieb als Strahlausschalter	13
Abbildung 9: Signalverlauf des Funktionsgenerators und des Fotodiodensignals für den Betrieb als Strahleinschalter	14
Abbildung 10: Skizze zur Berechnung der Verluste durch hohe Frequenzen	16
Abbildung 11: Anstiegszeit	17
Abbildung 12: Transversaler (a) und longitudinaler (b) elektrooptischer Modulator (Saleh, et al., 2008 S. 1012)	19

Abbildung 13: Anordnung von vier Kristallen in einem elektrooptischen Modulator nach (Enscoe, et al., 2003) und (Goldstein, 1986 S. 4)	20
Abbildung 14: Phasenmodulator	21
Abbildung 15: Theoretischer Zusammenhang zwischen Phasenverschiebung und angelegter Spannung am Kristall (Saleh, et al., 2008 S. 1013)	22
Abbildung 16: Dynamischer Phasenschieber	23
Abbildung 17: Theoretischer Zusammenhang zwischen relativer Phasenverschiebung und angelegter Spannung am Kristall (Saleh, et al., 2008 S. 1013)	24
Abbildung 18: Amplitudenmodulator	24
Abbildung 19: Theoretischer Verlauf des Transmissionsgrades eines Amplitudenmodulators in Abhängigkeit von der angelegten Spannung	25
Abbildung 20: Anordnung der Lithium- und Tantalionen in der trigonalen Elementarzelle von Lithiumtantalat (links) und Anordnung der Sauerstoffionen in Bezug zu den Lithium- und Tantalionen (rechts)	28
Abbildung 21: Kristallausschnitt links ohne und rechts mit äußerem elektrischem Feld (Weis, et al., 1985 S. 192)	28
Abbildung 22: Beeinflussung der optischen Indikatrix eines Kristalls der Klasse 3m, wie zB Lithiumtantalat, durch ein statisches elektrisches Feld (Saleh, et al., 2008 S. 1028)	29
Abbildung 23: Gemessene Strahlradian auf Basis des 2. Momentes von Laser 1 mit Kollimatorlinse an verschiedenen z-Positionen (Quellmalz, 2013)	31
Abbildung 24: Gemessene Strahlradian auf Basis des 2. Momentes von Laser 2 mit Kollimatorlinse an verschiedenen z-Positionen (Quellmalz, 2013)	32
Abbildung 25: Versuchsaufbau für die experimentellen Untersuchungen	33

Abbildung 26: Strahlradius in Abhängigkeit der Entfernung zur zweiten Linse des Teleskopaufbaus und Position des elektrooptischen Modulators	35
Abbildung 27: Skizze zur Ermittlung der Schaltzeiten, der Schalteffizienz, des Kontrastes und der relativen Amplitudendifferenz	36
Abbildung 28: Schalteffizienz in Abhängigkeit von der angelegten Spannung am analogen Eingang	39
Abbildung 29: Schema der Ansteuerung des elektrooptischen Modulators	39
Abbildung 30: Schaltvorgang an den Transistoren bei 1 V Eingangsspannung	40
Abbildung 31: Schaltvorgang an den Transistoren bei 0,5 V Eingangsspannung	40
Abbildung 32: Schalteffizienz für den digitalen und den analogen Eingang in Abhängigkeit von der Frequenz	42
Abbildung 33: Anstiegszeit für den digitalen und den analogen Eingang in Abhängigkeit von der Frequenz	42
Abbildung 34: Anstiegszeiten in Abhängigkeit von der Frequenz für beide Treiber	43
Abbildung 35: Einfluss der Biasspannung auf die Amplitudenmodulation	44
Abbildung 36: Abhängigkeit des Analysatorwinkels von der Biasspannung	45
Abbildung 37: Vergleich der Schalteffizienzen mit Dünnschichtpolarisator und mit polarisierendem Strahlteilerwürfel	47
Abbildung 38: Versuchsaufbau zur Vermessung des polarisierenden Strahlteilerwürfels	48
Abbildung 39: Versuchsaufbau zur Vermessung des Dünnschichtpolarisators	48
Abbildung 40: Abhängigkeit des Transmissionsgrades vom Polarisationswinkel ϕ für den verwendeten Dünnschichtpolarisator und den polarisierenden Strahlteilerwürfel	50

Abbildung 41: Messpositionen für die Messung der optischen Leistungsverluste	51
Abbildung 42: Anstiegszeit des Fotodiodensignals für verschiedene Strahlradien	54
Abbildung 43: Anstiegsflanken bei unterschiedlichen Strahlradien und einer Frequenz von 100 kHz	55
Abbildung 44: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Abhängigkeit zwischen Polarisationswinkel und Schalteffizienz	56
Abbildung 45: Schalteffizienz bei verschiedenen Polarisationswinkeln ϕ	58
Abbildung 46: Polarisationswinkel und Winkel des Analysators für den transmittierten und den reflektierten Anteil	58
Abbildung 47: Schalteffizienz und Kontrast für verschiedene Frequenzen	60
Abbildung 48: Signalverlauf des Fotodiodensignals auf dem Oszilloskop bei einer Schaltfrequenz von 100 kHz und 40 MHz	61
Abbildung 49: Fotodiodensignal und Signal des Funktionsgenerators bei 40 MHz	62
Abbildung 50: Abbildung 47 mit den relativen Amplitudendifferenzen	62
Abbildung 51: Zwei Laserpulse bei ausgeschaltetem EOM mit gleichen eingestellten Parametern (Frequenz: 100 kHz) aufgenommen in einem zeitlichen Abstand von 5 Minuten	63
Abbildung 52: Schaltzeiten in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz	63
Abbildung 53: Fotodiodensignale beim Ausschaltvorgang für zwei verschiedene Schaltfrequenzen	64
Abbildung 54: Relative Verschiebung des Strahls zum Kristall für zwei Positionen	65
Abbildung 55: Versuchsanordnungen zur Untersuchung des Strahlprofils	66
Abbildung 56: Strahlprofil ohne EOM	67

Abbildung 57: Versuchsaufbau für die Untersuchungen bei verschiedenen optischen Leistungen	73
Abbildung 58: Fotodiodensignale bei gleichen Parametern und gleicher Biasspannung innerhalb weniger Minuten nacheinander aufgenommen	74
Abbildung 59: Abfallzeit bei 100 kHz für verschiedene optische Leistungen	75
Abbildung 60: Schalteffizienz in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz für verschiedene optische Leistungen	75
Abbildung 61: Kontrast in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz für verschiedene optische Leistungen	76
Abbildung 62: Schalteffizienz und Kontrast in Abhängigkeit der optischen Leistung bei 100 kHz	76

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Eigenschaften des elektrooptischen Modulators (Yariv, 1989 S. 304 f), (Union Optic, Inc, 2013), (POLYTEC GmbH, 2008)	27
Tabelle 2: Technische Daten der verwendeten Laserquellen.....	32
Tabelle 3: Technische Daten der Fotodioden (Thorlabs, Inc., 2013).....	34
Tabelle 4: Spezifikation der Treiber (POLYTEC GmbH, 2008)	38
Tabelle 5: Parameter für die Untersuchung des analogen Eingangs	38
Tabelle 6: Parameter zur Untersuchung des Einflusses des digitalen und analogen Eingangs	41
Tabelle 7: Parameter für die Untersuchungen mit verschiedenen Treibern	43
Tabelle 8: Parameter für die Untersuchungen zur Biasspannung	44
Tabelle 9: Polarisationsellipsen	46
Tabelle 10: Verluste im EOM und am Dünnschichtpolarisator transmittierte und reflektierte Anteile	52
Tabelle 11: Teleskopaufbauten zur Verkleinerung des Strahlradius	53
Tabelle 12: Parameter für die Untersuchung des Einflusses des Strahlradius auf die Schaltzeit	54
Tabelle 13: Parameter zur Untersuchung der Abhängigkeit zwischen Polarisationswinkel und Schalteffizienz	57
Tabelle 14: Parameter für die Untersuchungen in Abhängigkeit der Schaltfrequenzen	60
Tabelle 15: Strahlprofil bei zentralem Einstrahlen	68
Tabelle 16: Strahlprofile am Rand des Kristalls	69

Tabelle 17: Parameter für die Untersuchungen bei verschiedenen optischen Leistungen 74

Tabelle 18: Strahlprofile bei verschiedenen optischen Leistungen 78

Variablenverzeichnis

Variable	Einheit	Beschreibung
a	mm^2	Parameter der Strahlkaustik
a_1, a_2, a_3	m	Koordinatenachsen der Elementarzelle
A	1	relative Amplitudendifferenz
$A_{\text{Kondensator}}$	m^2	Fläche der Kondensatorplatten
b	mm	Parameter der Strahlkaustik
c	1	Parameter der Strahlkaustik
c_1	m V^{-1}	Entwicklungskoeffizient der Taylorreihe
c_2	$\text{m}^2 \text{V}^{-2}$	Entwicklungskoeffizient der Taylorreihe
c_0	m s^{-1}	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
C	1	Kontrast
$C_{\text{Kondensator}}$	F	elektrische Kapazität eines Kondensators
\vec{D}	A s m^{-2}	dielektrischer Verschiebungsvektor
\vec{D}_{ao}	A s m^{-2}	dielektrischer Verschiebungsvektor des außerordentlichen Strahls
\vec{D}_{vor}	A s m^{-2}	dielektrischer Verschiebungsvektor der elektromagnetischen Welle vor dem Kristall
d	m	Abstand der Kondensatorplatten
e	m	zurückgelegter geometrischer Weg der elektromagnetischen Welle im Kristall
E	V m^{-1}	Betrag der elektrischen Feldstärke des äußeren elektrischen Feldes

E_z	V m^{-1}	z -Komponente des äußeren elektrischen Feldes
\vec{E}	V m^{-1}	elektrischer Feldstärkevektor des äußeren elektrischen Feldes
\vec{E}_S	V m^{-1}	elektrischer Feldstärkevektor der elektromagnetischen Welle
\vec{E}_{vor}	V m^{-1}	elektrischer Feldstärkevektor der elektromagnetischen Welle vor dem Kristall
\vec{E}_{ao}	V m^{-1}	elektrischer Feldstärkevektor des außerordentlichen Strahls
f	s^{-1}	Schaltfrequenz
f_1, f_2	m	Brennweiten der Linsen
g	1	beliebige ganze Zahl
G_p	1	Grauwert eines bestimmten Pixels
i, j, k, l	1	Indizes, die den drei Raumrichtungen entsprechen 1 = x -Komponente, 2 = y -Komponente und 3 = z -Komponente
I_{max}	W cm^{-2}	maximale transmittierte Intensität
I_{min}	W cm^{-2}	minimale transmittierte Intensität
I_p	W cm^{-2}	eingestrahlte Intensität auf ein bestimmtes Pixel
\vec{k}	m^{-1}	Wellenzahlvektor der eingestrahlten elektromagnetischen Welle im Medium
\vec{k}_{ao}	m^{-1}	Wellenzahlvektor des außerordentlichen Strahls im Medium
k_0	m^{-1}	Wellenzahl der elektromagnetischen Welle im Vakuum
$l_{Kristall}$	m	Länge des Kristalls

M^2	1	Beugungsmaßzahl
n	1	Brechungsindex eines Mediums bei Anliegen eines äußeren elektrischen Feldes
n_a, n_b	1	Brechungsindizes der Teilstrahlen für eine beliebige Einstrahlrichtung in einen anisotropen Kristall
n_e	1	Brechungsindex des außerordentlichen Strahls bei Anliegen eines äußeren elektrischen Feldes
n_{e_0}	1	Brechungsindex des außerordentlichen Strahls ohne äußeres elektrisches Feld
n_{ord}	1	Brechungsindex des ordentlichen Strahls bei Anliegen eines äußeren elektrischen Feldes
n_{ord_0}	1	Brechungsindex des ordentlichen Strahls ohne äußeres elektrisches Feld
n_0	1	Brechungsindex eines Mediums ohne äußeres elektrisches Feld
n_{01}, n_{02}, n_{03}	1	Brechungsindex entlang der Kristallachsen im anisotropen Medium ohne äußeres elektrisches Feld
n_1, n_2, n_3	1	Brechzahlen entlang der Kristallachsen im anisotropen Medium bei Anliegen eines äußeren elektrischen Feldes
$p_{Verluste\ EOM}$	%	prozentualer Anteil der Strahlungsverluste im EOM
p_{ref}	%	prozentualer Anteil der reflektierten Strahlung
p_{trans}	%	prozentualer Anteil der transmittierten Strahlung
P_0	W	transmittierte Leistung ohne äußeres elektrisches Feld
P_E	W	transmittierte Leistung bei angelegtem äußeren elektrischen Feld
P_{ein}	W	eingestrahlte optische Leistung

$P_{Laser\ an}$	W	transmittede Leistung bei ausgeschaltetem EOM
$P_{Laser\ aus}$	W	gemessene Leistung bei ausgeschaltetem Laser
P_{max}	W	maximale transmittierte Leistung
$P_{max\ f}$	W	maximale transmittierte Leistung bei einer bestimmten Frequenz f
$P_{Mess\ q}$	W	Laserleistung an der Position q der Messung
P_{min}	W	minimale transmittierte Leistung
$P_{Referenz}$	W	Referenzleistung
$P_{10\%}$	W	10% der Leistungsdifferenz bei einem Signalanstieg bzw. Signalabfall
$P_{90\%}$	W	90% der Leistungsdifferenz bei einem Signalanstieg bzw. Signalabfall
r	m V ⁻¹	Pockelskoeffizient oder linearer elektrooptischer Koeffizient
r_{Ik}	m V ⁻¹	bestimmtes Element der repräsentativen Matrix des linearen elektrooptischen Tensors
\mathbf{r}	m V ⁻¹	Linearer elektrooptischer Tensor
s	m ² V ⁻²	Kerrkoeffizient oder quadratischer elektrooptischer Koeffizient
s_{IK}	m ² V ⁻²	bestimmtes Element der repräsentativen Matrix des quadratischen elektrooptischen Tensors
\mathbf{s}	m ² V ⁻²	quadratischer elektrooptischer Tensor
\vec{S}_{ao}	W cm ⁻²	Poynting-Vektor des außerordentlichen Strahls
\vec{S}_o	W cm ⁻²	Poynting-Vektor des ordentlichen Strahls
t	s	Zeit

$t_{\text{BelichtungBild}}$	s	Belichtungszeit für ein bestimmtes Bild
T	1	Transmissionsgrad des Analysators
T_{EOM}	1	spannungsabhängiger Transmissionsgrad von Amplitudenmodulatoren
T_{\max}	1	maximaler Transmissionsgrad
T_{\min}	1	minimale Transmissionsgrad
U	V	an die Pockelszelle angelegte Spannung
U_{analog}	V	Spannung am analogen Eingang des Treibers
U_{Bias}	V	Biasspannung
$U_{\text{Fotodiode}}$	V	Spannung an der Fotodiode
$U_{\text{Funktionsgenerator}}$	V	Spannung an am Funktionsgenerator
U_{\max}	V	maximale Spannung
U_{\min}	V	minimale Spannung
$U_{\text{Mess } q}$	V	am Oszilloskop angezeigte Spannung für die Laserleistung an der Position q
U_{Referenz}	V	am Oszilloskop angezeigte Spannung für die Referenzleistung
$U_{\text{Transistor}}$	V	Spannung am Transistor
$U_{\Delta\varphi_M=\pi}$	V	Halbwellenspannung für Phasenmodulatoren
U_{π}	V	Halbwellenspannung für dynamische Phasenschieber
w_{σ}	mm	Strahlradius auf Basis des zweiten Momentes
$w_{\sigma_{EOM}}$	mm	Strahlradius auf Basis des zweiten Momentes am Ort des EOM

$w_{0\sigma}$	mm	Tailenradius auf Basis des zweiten Momentes
x, y, z	mm	kartesische Raumkoordinaten
z	mm	Abstand zur Kollimatorlinse in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls
$z_{Linse\ 2}$	mm	Abstand zur zweiten Linse in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls
α	°	Winkel, zwischen optischer Achse und Wellenausbreitungsrichtung
α_1	°	Analysatorwinkel für transmittierten Anteil
α_2	°	Analysatorwinkel für reflektierten Anteil
β	°	Walk-Off-Winkel
γ	°	Winkel zwischen optischer Achse des Kristalls und horizontaler Ebene
ΔC	1	absolute Messungenauigkeit des Kontrastes
Δn	1	Änderung der Brechzahl durch das angelegte elektrische Feld
$\Delta p_{Verluste\ EOM}$	%	absolute Messungenauigkeit des Anteils der Strahlungsverluste im EOM
ΔP_{ein}	W	absolute Messungenauigkeit der eingestrahlte Leistung
$\Delta P_{Laser\ an}$	W	absolute Messungenauigkeit der transmittierten Leistung bei ausgeschaltetem EOM
$\Delta P_{Laser\ aus}$	W	absolute Messungenauigkeit der gemessene Leistung bei ausgeschaltetem Laser
ΔP_{min}	W	absolute Messungenauigkeit der minimalen Leistung

$\Delta P_{Mess\,q}$	W	absolute Messungenauigkeit der Laserleistung an der Position q der Messung
$\Delta P_{Referenz}$	W	absolute Messungenauigkeit der Referenzleistung
ΔT	1	absolute Messungenauigkeit des Transmissionsgrades
$\Delta \eta$	1	Änderung der elektrischen Impermeabilität durch das angelegte elektrische Feld
$\Delta \eta_{EOM}$	1	absolute Messungenauigkeit der Schalteffizienz
$\Delta \varphi_{rel0}$	rad	relative Phasenverschiebung zwischen zwei senkrechten komponenten der elektromagnetischen Welle ohne elektrisches Feld
$\Delta \varphi_{rel}$	rad	relative Phasenverschiebung zwischen den Normalmoden der elektromagnetischen Welle bei angelegtem elektrisches Feld
ϵ	F m ⁻¹	Permittivitätstensor
ϵ_0	F m ⁻¹	Permittivität im Vakuum
ϵ_r	1	Dielektrizitätszahl
η_0	1	Impermeabilitätstensor ohne angelegtem elektrischen Feld
η	1	Impermeabilitätstensor bei angelegtem elektrischen Feld
η_0	1	elektrische Impermeabilität ohne angelegtes elektrisches Feld
$\eta_{01}, \eta_{02}, \eta_{03}$	1	Diagonalkomponenten des Impermeabilitätstensors ohne elektrisches Feld
η	1	elektrische Impermeabilität mit angelegtes elektrisches Feld
η_{EOM}	1	Schalteffizienz des elektrooptischen Modulators

$\eta_{EOM\ Ausschalte}$	1	Schalteffizienz des elektrooptischen Modulators bei Anwendung als Ausschalter
$\eta_{EOM\ Einschalte}$	1	Schalteffizienz des elektrooptischen Modulators bei Anwendung als Einschalter
$\eta_{EOM\ max}$	1	maximale Schalteffizienz des elektrooptischen Modulators
θ	rad	halber Fernfeldwinkel
λ_0	m	Wellenlänge der eingestrahlten Laserstrahlung
$\sigma_{U_{Referenz}}$	V	Standardabweichung der Referenzspannung
$\sigma_{U_{max}}$	V	Standardabweichung der maximalen Spannung
$\sigma_{U_{min}}$	V	Standardabweichung der minimalen Spannung
$\sigma_{U_{Mess\ q}}$	V	Standardabweichung der gemessenen Spannung an der Messposition q
τ_f	ns	Abfallzeit des Fotodiodensignals
τ_r	ns	Anstiegszeit des Fotodiodensignals
φ_0	rad	Phasenlage der eingestrahlten elektromagnetischen Welle
φ_1, φ_2	rad	Phasenlage der Teilstrahlen bei äußerem elektrischen Feld
φ_M	rad	durch Phasenmodulation geänderte Phasenlage
ϕ	°	Polarisationswinkel relativ zur horizontalen Ebene

Abkürzungsverzeichnis

EOM	elektrooptischer Modulator
KDP	Kaliumhydrogenphosphat
Li	Lithium
LiTaO₃	Lithiumtantalat
O	Sauerstoff
o.A.	optische Achse
Ta	Tantal

1 Einleitung

Durch die rasante Entwicklung der Laserquellen auf dem Gebiet der Faserlaser und Scheibenlaser ist es heute möglich Strahlquellen mit hohen Leistungen im kW-Bereich bei gleichzeitig guter Strahlqualität und Brillanz zu erhalten. Der Trend geht zur ultraschnellen Materialbearbeitung. Dafür muss der Laserstrahl entsprechend schnell und präzise an- und ausgeschaltet werden.

Die Verwendung der Strahlquelle im Pulsbetrieb, zum Beispiel durch Güteschalter, stellt eine Möglichkeit der Strahlschaltung dar. Dabei können hohe Spitzenleistungen entstehen, die bei Faserlasern zu einer hohen Belastung der Faser führen.

Eine andere Möglichkeit ist die externe Strahlschaltung. Diese hat den Vorteil, dass die Faserlaser bei hohen Leistungen weniger belastet werden, da keine Pulsspitzenleistungen auftreten. Als externe Strahlschalter können zum Beispiel Shutter, akustooptische oder elektrooptische Modulatoren eingesetzt werden. Der Shutter ist aufgrund seiner mechanischen Wirkungsweise für die schnelle Strahlschaltung nicht geeignet.

Zurzeit werden vor allem akustooptische Modulatoren angewandt, deren Einsatz bei hohen Leistungen möglich ist. Mit diesem Strahlschalter kann jedoch nicht gleichzeitig eine hohe Effizienz und eine geringe Schaltzeit erreicht werden. Zwischen beiden Größen muss ein Kompromiss gefunden werden, da beide Größen vom Strahlradius abhängig sind (Marquardt, 2012).

Elektrooptischen Modulatoren ermöglichen höhere Schaltfrequenzen als akustooptische Modulatoren. Sie werden derzeit aufgrund ihrer guten Integrierbarkeit und ihrer hohen Schaltfrequenzen erfolgreich in der Kommunikationstechnik für kleine Laserleistungen angewandt.

Ziel der Arbeit ist es die Eignung elektrooptischer Modulatoren für die ultraschnellen Strahlschaltung zu analysieren. Zu diesem Zweck wurde ein elektrooptischer Modulator hinsichtlich seines Schaltverhaltens und seiner Schalteffizienz untersucht. Dabei wurde der Einfluss der Schaltfrequenz und der optischen Leistung analysiert. Weitere Versuche ermittelten die Abhängigkeit der Schalteffizienz von der Polarisierung. Die Unabhängigkeit der Schaltzeit vom Strahlradius sollte für einen bestimmten Frequenzbereich nachgewiesen werden. Die Wirkung des Modulators auf das Strahlprofil war ebenfalls Gegenstand der Untersuchungen.

2 Grundlagen

2.1 Die optische Indikatrix

2.1.1 Allgemeine Beschreibung

Zur Beschreibung der Ausbreitung der elektromagnetischen Welle und der Schwingungsrichtung der elektrischen und magnetischen Feldstärke wird das geometrische Modell der optischen Indikatrix genutzt. Im Folgenden soll die optische Indikatrix ohne Anliegen eines äußeren elektrischen Feldes beschrieben werden. Dazu wird ausschließlich die elektrische Feldstärke der elektromagnetischen Welle betrachtet. In Analogie dazu verhält sich die magnetische Feldstärke, die gemäß den Maxwellschen Gleichungen berechnet wird.

Die dielektrische Verschiebung \vec{D} ergibt sich gemäß Formel (1) aus der elektrischen Feldstärke \vec{E}_S und dem elektrischen Permittivitätstensor ϵ (Born, 1981 S. 218).

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}_S \quad (1)$$

Die Beziehung kann auch in der in Formel (2) dargestellten Form geschrieben werden.

$$\vec{E}_S = \epsilon^{-1} \vec{D} \quad (2)$$

Aus der Einführung des elektrischen Impermeabilitätstensors $\eta_0 = \epsilon_0 \epsilon^{-1}$ resultiert Formel (3) (Saleh, et al., 2008 S. 254 f).

$$\epsilon_0 \vec{E}_S = \eta_0 \vec{D} \quad (3)$$

Der Impermeabilitätstensor η_0 beschreibt die dielektrischen Eigenschaften des Mediums. Für dielektrische nichtmagnetische Materialien, die keine optische Aktivität zeigen, ist dieser Tensor symmetrisch. Gleiches gilt für magnetische Materialien, wenn kein äußeres magnetisches Feld anliegt. Das bedeutet, dass das Verhältnis zwischen der elektrischen Feldstärke \vec{E}_S und der dielektrischen Verschiebung \vec{D} gleich bleibt, auch wenn sich ihr Richtungssinn umkehrt. Dadurch werden die dielektrischen Eigenschaften des Mediums in einem beliebigen Koordinatensystem nur durch sechs unabhängige Koeffizienten beschrieben. Diese Koeffizienten sind von der Wahl des Koordinatensystems abhängig.

Liegt das Koordinatensystem entlang der Kristallachsen, so werden alle Nichtdiagonal-elemente des Impermeabilitätstensors η_0 null (Saleh, et al., 2008 S. 252 ff).

$$\eta_0 = \begin{pmatrix} \eta_{01} & 0 & 0 \\ 0 & \eta_{02} & 0 \\ 0 & 0 & \eta_{03} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass die Koordinatenachsen mit den Kristallachsen übereinstimmen. Die geometrische Darstellung des Tensors als Ellipsoid, wie sie in Abbildung 1 gezeigt ist, wird als optische Indikatrix bezeichnet.

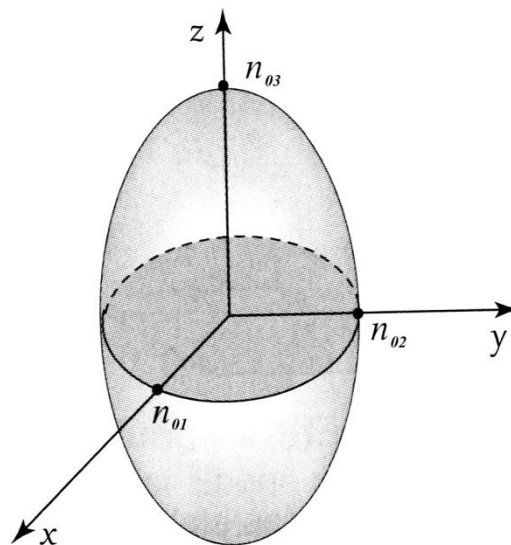


Abbildung 1: Optische Indikatrix (Saleh, et al., 2008 S. 256)

Aus den Diagonalelementen des Tensors werden dann nach Formel (5) die Hauptbrechungsindizes berechnet (Saleh, et al., 2008 S. 252 ff).

$$n_{01} = \sqrt{\frac{1}{\eta_{01}}} ; n_{02} = \sqrt{\frac{1}{\eta_{02}}} ; n_{03} = \sqrt{\frac{1}{\eta_{03}}} \quad (5)$$

Sind die Brechungsindizes aller drei Hauptachsen verschieden, so spricht man von zweiachsigen Kristallen. Stimmen die Brechungsindizes zweier Hauptachsen überein, so wird der Kristall als einachsigen bezeichnet. Die beiden übereinstimmenden Brechungsindizes werden als ordentliche Indizes n_{or} oder d_o und der sich unterscheidende Brechungsindex als außerordentlicher Index n_{e_o} bezeichnet. Ist der außerordentliche Index größer als der ordentliche, so spricht man von einem positiv einachsigen Kristall und umgekehrt von einem negativ einachsigen Kristall (Saleh, et al., 2008 S. 252 ff).

Die Eigenschaften von isotropen Medien sind richtungsunabhängig. Dementsprechend gibt es nur einen Brechungsindex und die Indikatrix ist eine Kugel.

2.1.2 Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in anisotropen Medien

Da im Gegensatz zum isotropen Medium die Brechzahl des anisotropen Mediums richtungsabhängig ist, soll im Folgenden die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im anisotropen Medium nach (Saleh, et al., 2008 S. 252 ff) beschrieben werden. Für diese Beschreibung soll zunächst eine Welle betrachtet werden, die sich entlang einer Hauptachse des Mediums ausbreitet. Ist diese Welle in Richtung einer anderen Hauptachse polarisiert, so wirkt nur der Hauptbrechungsindex auf die eingestrahlte Welle, in deren Richtung die Welle polarisiert ist. Die Welle ändert dadurch nicht ihre Polarisation und ihre Phasengeschwindigkeit. Solche Wellen werden im Folgenden als Normalmoden bezeichnet. Zu jeder Ausbreitung entlang einer Hauptachse gibt es somit zwei dazugehörige Normalmoden.

Ist die Welle beliebig polarisiert, die Ausbreitungsrichtung aber weiterhin parallel zu einer Hauptachse, wird die Welle als Summe der beiden zu der Ausbreitungsrichtung gehörenden Normalmoden betrachtet. Die beiden Normalmoden breiten sich mit verschiedenen Phasengeschwindigkeiten im Medium aus. Dadurch erfahren sie auch unterschiedliche Phasenverschiebungen beim Durchlaufen einer Strecke e und es kommt zu einer relativen Phasenverschiebung $\Delta\varphi_{rel0}$ zwischen den Normalmoden entsprechend Formel (6).

$$\Delta\varphi_{rel0} = (n_{0i} - n_{0j})k_0 e ; i, j = 1, 2, 3 ; i \neq j \quad (6)$$

Die Überlagerung ergibt im Allgemeinen eine elliptisch polarisierte Welle (Abbildung 2c). Wenn aber die Phasenverschiebung $\Delta\varphi_{rel0} = g\pi$, $g = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ beträgt, so entsteht linear (Abbildung 2a) bzw. bei $\Delta\varphi_{rel0} = (2g + 1)\pi/2$, $g = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ und gleicher Amplitude zirkular polarisierte Strahlung (Abbildung 2b). Die rote Linie in Abbildung 2 stellt die resultierende Schwingungsrichtung der elektrischen Feldstärke dar.

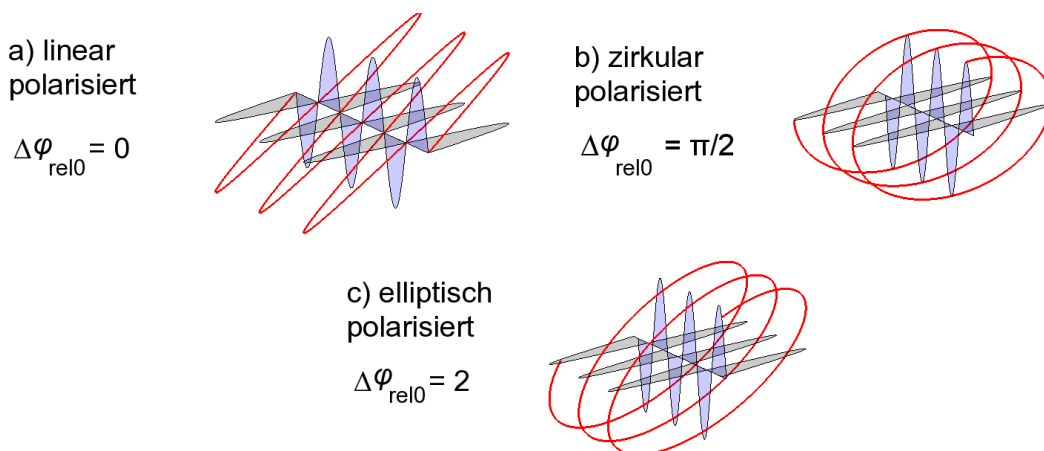


Abbildung 2: Überlagerung zweier senkrecht zueinander polarisierter Wellen bei verschiedenen Phasenverschiebungen und die resultierende Polarisation

Wird eine beliebige Ausbreitungsrichtung gewählt, so können die beiden senkrecht zueinander polarisierten Teilwellen für diese Ausbreitungsrichtung anhand der optischen Indikatrix gemäß Abbildung 3 ermittelt werden. Dazu wird eine Ebene durch den Koordinatenursprung bestimmt, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht. Als Schnittfläche ergibt sich die Indexellipse, deren Halbachsen den Brechungsindizes (n_a, n_b) und der Polarisationsrichtung der beiden Teilwellen entsprechen.

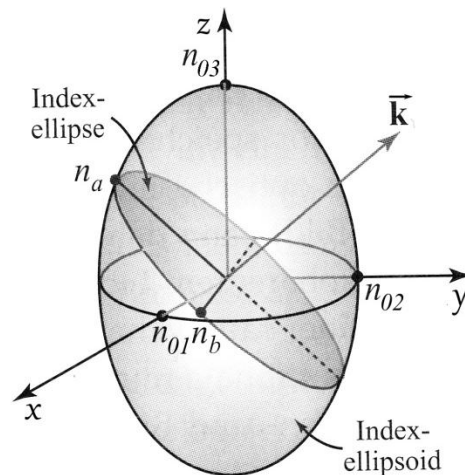


Abbildung 3: Bestimmung der Brechungsindizes für eine beliebige Ausbreitungsrichtung \vec{k} der elektromagnetischen Welle im anisotropen Medium (Saleh, et al., 2008 S. 1024)

Zur Vereinfachung soll nun ein einachsiger Kristall mit optischer Achse in z-Richtung und den Hauptbrechungsindizes n_{ord0} und n_{e0} betrachtet werden (Abbildung 4).

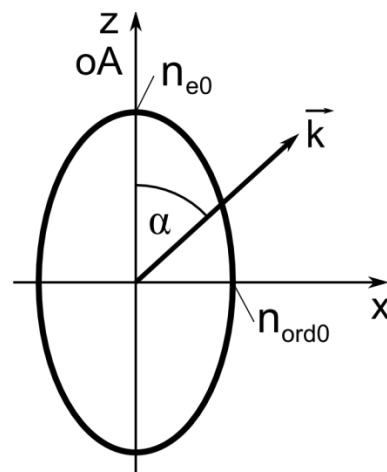


Abbildung 4: Indexellipse eines einachsigen Kristalls (Meschede, 2008 S. 132)

Die Ausbreitungsrichtung der Welle erfolgt unter einem Winkel α zur optischen Achse des Kristalls (Abbildung 4).

Ist der Winkel $\alpha = 0^\circ$, so wirkt unabhängig von der Richtung der elektrischen Feldstärke nur die ordentliche Brechzahl n_{ord_0} auf die elektromagnetische Welle und die Welle breitet sich als ordentlicher Strahl aus. Gleiches gilt nach (Meschede, 2008 S. 132) auch bei senkrecht zur optischen Achse polarisierter Strahlung für beliebige Winkel α . Liegt die Polarisationsrichtung aber nicht senkrecht zur optischen Achse, so wirken unterschiedliche Brechzahlen auf die Welle und sie spaltet sich abhängig vom Winkel α in zwei Teilstrahlen auf. Die Ausbreitung erfolgt nun sowohl als ordentlicher Strahl mit n_{ord_0} als auch als außerordentlicher Strahl mit $n_o(\alpha)$. Da der außerordentliche Strahl mit der optischen Achse des Kristalls einen Winkel einschließt, muss die Brechzahl gemäß Abbildung 3 bestimmt werden. Sie liegt je nach Größe des Winkels α , zwischen n_{ord_0} und n_{e_0} .

Vor dem Kristall ist die elektrische Feldstärke \vec{E}_{vor} parallel zur dielektrischen Verschiebung \vec{D}_{vor} und zur Polarisationsrichtung der Welle. Dieses Verhalten bleibt für den ordentlichen Strahl erhalten. Für den außerordentlichen Strahl verlaufen nach (Meschede, 2008 S. 132 ff) die elektrische Feldstärke \vec{E}_{ao} und die dielektrische Verschiebung \vec{D}_{ao} im Kristall nicht mehr parallel zueinander (Abbildung 5). Ursache ist, dass die dielektrische Verschiebung \vec{D}_{ao} an Grenzflächen stetig sein muss. Wird die Welle senkrecht zur Grenzfläche eingestrahlt, muss die Normalkomponente der dielektrischen Verschiebung \vec{D}_{ao} in Ausbreitungsrichtung (z-Komponente) dadurch Null werden. Die dielektrische Verschiebung \vec{D}_{ao} liegt somit parallel zur Polarisationsrichtung der eingestrahlten Welle. Die elektrische Feldstärke \vec{E}_{ao} berechnet sich gemäß Formel (2) aus der dielektrischen Verschiebung \vec{D}_{ao} . Da eine tensorielle Abhängigkeit zwischen dielektrischer Verschiebung \vec{D}_{ao} und elektrischer Feldstärke \vec{E}_{ao} besteht, schließen die beiden Vektoren einen Winkel β , den Walk-Off-Winkel, ein.

Die Wellennormale \vec{k}_{ao} des außerordentlichen Strahls ist senkrecht zur dielektrischen Verschiebung \vec{D}_{ao} und der Energietransport \vec{S}_{ao} senkrecht zur elektrischen Feldstärke \vec{E}_{ao} . Somit ist der Walk-Off-Winkel β auch zwischen Wellennormalen \vec{k}_{ao} und Energietransportrichtung \vec{S}_{ao} vorhanden und die Ausbreitungsrichtung weicht von der Wellennormale ab. Die Richtung des Energietransportes bestimmt die Ausbreitungsrichtung. Für den ordentlichen Strahl stimmen hingegen Richtung des Energietransportes und die der Wellennormale überein. Aufgrund der unterschiedlichen Richtungen des Energietransportes des ordentlichen Strahls \vec{S}_o und des außerordentlichen Strahls \vec{S}_{ao} breiten sich die beiden Strahlen in unterschiedliche Richtungen aus.

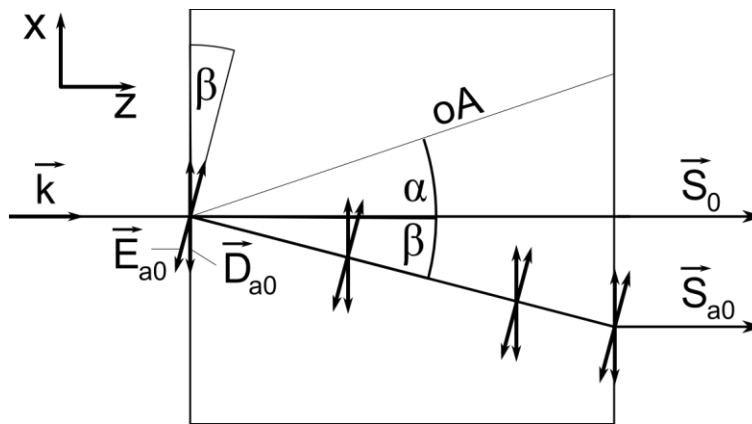


Abbildung 5: Strahlversatz am Beispiel eines optisch einachsigen Kristalls
(Meschede, 2008 S. 133)

2.2 Der elektrooptische Effekt

Die Elektrooptik befasst sich nach (Saleh, et al., 2008 S. 1007 ff) mit der Änderung optischer Eigenschaften von transparenten Materialien durch äußere elektrische Felder. Diese führen zu Kräften, die, je nach Art des Mediums, auf die Moleküle oder Atomgruppen wirken und somit deren Ort, Orientierung und Form verändern. Das hat eine Änderung der Gitterstruktur und dadurch der optischen Eigenschaften zur Folge. Die Beschreibung der Beeinflussung des Brechungsindex durch ein statisches oder periodisches elektrisches Feld erfolgt durch den elektrooptischen Effekt. Durchdringt ein elektrisches Feld ein elektrooptisches Medium, so ändern sich die Brechungsindizes der Hauptachsen und dadurch auch die optische Indikatrix. Das beeinflusst wiederum die Wirkung des Materials auf hindurchtretende polarisierte Strahlung. Der elektrooptische Effekt umfasst zwei Teileffekte, den Pockels- und den Kerreffekt, die auch getrennt voneinander auftreten können. Im Folgenden sollen beide Effekte erläutert werden.

2.2.1 Mathematische Beschreibung

Die mathematische Beschreibung nach (Saleh, et al., 2008 S. 1009) erfolgt zunächst nur eindimensional.

Ein elektrisches Feld bewirkt in einem Medium nur eine geringe Brechzahländerung. Deshalb kann die Abhängigkeit der Brechzahl von der elektrischen Feldstärke als Taylorreihenentwicklung um den Entwicklungspunkt $E = 0$ ausgedrückt werden.

$$n(E) = n_0 + c_1 E + \frac{1}{2} c_2 E^2 + \dots \quad (7)$$

Nach (Saleh, et al., 2008 S. 1009) ist n_0 bei normalen elektrischen Feldstärken viele Größenordnungen größer als die Terme zweiter und höherer Ordnung. Terme ab der dritten Ordnung können aufgrund ihrer geringen Größe vernachlässigt werden. Die Entwicklungskoeffizienten können gemäß Formel (8) ausgedrückt werden.

$$c_1 = \left. \frac{dn}{dE} \right|_{E=0}; c_2 = \left. \frac{d^2 n}{dE^2} \right|_{E=0} \quad (8)$$

Die Beschreibung der optischen Eigenschaften erfolgt, wie in Kapitel 2.1 erläutert, durch die elektrische Impermeabilität gemäß Gleichung (5). Zur Vereinfachung der mathematischen Beschreibung des elektrooptischen Effektes anhand des elektrischen Impermeabilitätstensors werden die elektrooptischen Koeffizienten wie in Formel (9) definiert.

$$r = -\frac{2 c_1}{n_0^3} ; s = -\frac{c_2}{n_0^3} \quad (9)$$

Die elektrische Impermeabilität wird nach Formel (10) berechnet.

$$\eta = \eta_0 + \Delta\eta = \eta_0 + \frac{d\eta}{dn} \Delta n = \eta_0 - \frac{2}{n_0^3} \left(-\frac{1}{2} r n_0^3 E - \frac{1}{2} s n_0^3 E^2 \right) = \eta_0 + rE + sE^2 \quad (10)$$

Somit sind die elektrooptischen Koeffizienten r und s die Koeffizienten des linearen und des quadratischen Terms der elektrischen Impermeabilität η . Sie sind von der Richtung des elektrischen Feldes und der Polarisation der Strahlung abhängig. Beim Übergang in den dreidimensionalen Raum werden der lineare elektrooptische Koeffizient r als Tensor dritter Ordnung und der quadratische elektrooptische Koeffizient s als Tensor vierter Ordnung ausgedrückt.

$$\eta_{ij} = \eta_{0ij} + \sum_k r_{ijk} E_k + \sum_{kl} s_{ijkl} E_k E_l, \quad i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (11)$$

Aufgrund von Symmetrien gibt es nur 6 x 3 unabhängige Elemente r_{ijk} und 6 x 6 unabhängige Elemente s_{ijkl} . Nach (Saleh, et al., 2008 S. 1025 ff) können der Tensor r durch eine 6 x 3-Matrix mit den Elementen r_{Ik} und der Tensor s durch eine 6 x 6-Matrix mit den Elementen s_{IK} repräsentiert werden.

2.2.2 Der Pockelseffekt

Die lineare Änderung der optischen Eigenschaften in Abhängigkeit vom äußeren elektrischen Feld wird als Pockelseffekt bezeichnet. Für Materialien, die einen Pockelseffekt aufweisen, gilt demzufolge Formel (12).

$$\eta \approx \eta_0 + r\vec{E} \quad (12)$$

Die elektrooptischen Koeffizienten r_{Ik} der Matrix werden als Pockelskoeffizienten bezeichnet. Durch die Pockelskoeffizienten können die modifizierten Brechzahlen für die Normalmoden bei Einwirken eines elektrischen Feldes in z-Richtung gemäß Formel (13) berechnet werden (Abbildung 6). Dabei muss je nach Kristallklasse für jede Richtung ein bestimmtes Element r_{Ik} der Matrix als Koeffizient genutzt werden (Yariv, 1989 S. 307).

$$n_i = n_0 - \frac{1}{2}r_{Ik}n_0^3E \quad (13)$$

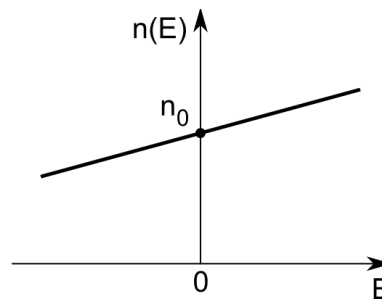


Abbildung 6: Schematischer Brechzahlverlauf in Abhängigkeit eines äußeren elektrischen Feldes für Kristalle, die einen Pockelseffekt aufweisen (Saleh, et al., 2008 S. 1010)

2.2.3 Der Kerreffekt

Bei anderen Kristallen ändern sich die optischen Eigenschaften, wie in Abbildung 7 und Formel (15) gezeigt, nicht linear. Sie weisen keinen linearen elektrooptischen Effekt auf. Die optischen Eigenschaften sind bei diesen Materialien quadratisch von der elektrischen Feldstärke des angelegten Feldes abhängig. Der lineare Anteil in Formel (11) entfällt somit und der Kerreffekt kann durch Formel (14) beschrieben werden. Die Koeffizienten s_{IK} werden als Kerrkoeffizienten bezeichnet.

$$\eta \approx \eta_0 + s\vec{E}^2 \quad (14)$$

$$n = n_0 - \frac{1}{2}s_{IK}n_0^3E^2 \quad (15)$$

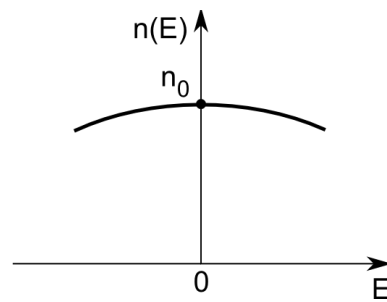


Abbildung 7: Schematischer Brechzahlverlauf in Abhängigkeit eines äußeren elektrischen Feldes für Kristalle, die einen Kerreffekt aufweisen (Saleh, et al., 2008 S. 1010)

Der Kerreffekt kann auch in isotropen Materialien auftreten. Das angelegte statische elektrische Feld bewirkt in einem solchen Material, dass es sich wie ein einachsiger Kristall mit der optischen Achse in Richtung des elektrischen Feldes verhält. Ordentlicher und außerordentlicher Brechungsindex sind quadratisch von \vec{E} abhängige Funktionen (Abbildung 7).

2.3 Kenngrößen

2.3.1 Schalteffizienz

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung von elektrooptischen Modulatoren und Schaltern ist die Schalteffizienz η_{EOM} . Sie berechnet sich gemäß Formel (16) aus der transmittierten Leistung P_0 ohne elektrisches Feld und der Leistung P_E der transmittierten Strahlung unter Einfluss eines elektrischen Feldes (Abbildung 8) (Barrios, et al., 2003 S. 1096).

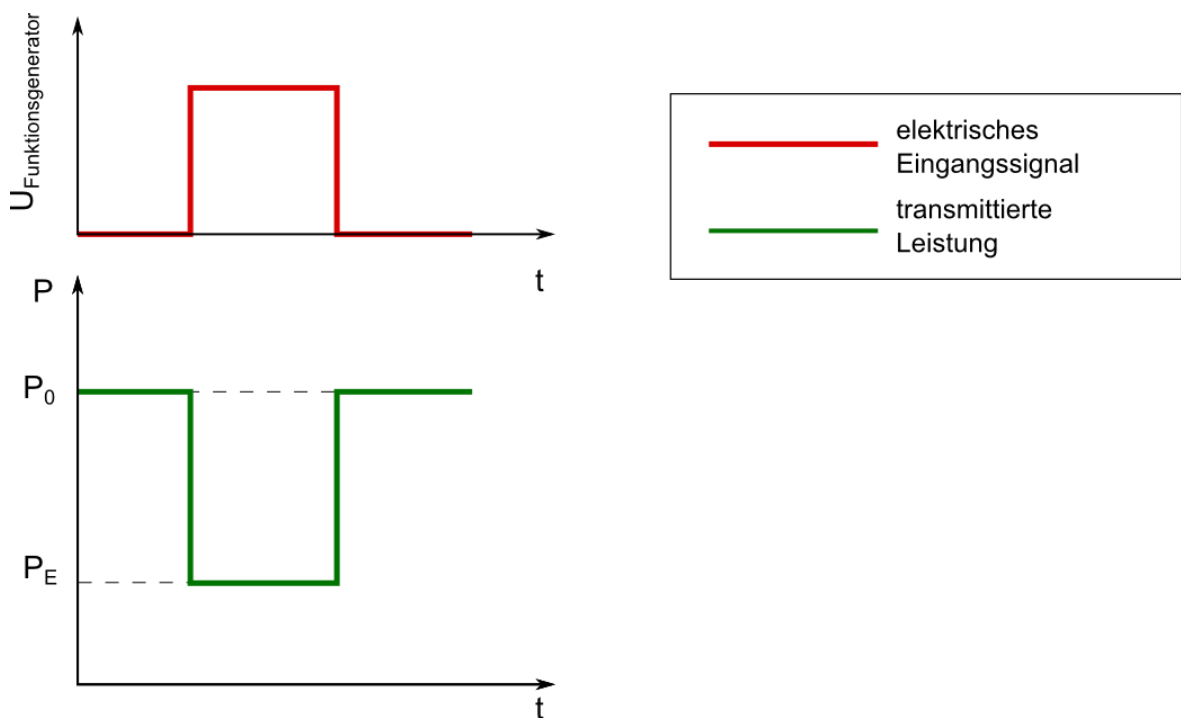


Abbildung 8: Signalverlauf des Funktionsgenerators und des Fotodiodensignals für den Betrieb als Strahlausschalter

$$\eta_{EOM} = \frac{P_0 - P_E}{P_0} \quad (16)$$

Wird durch Anlegen des elektrischen Feldes die Leistung der transmittierten Strahlung größer (Abbildung 9), so berechnet sich die Schalteffizienz entsprechend Formel (17).

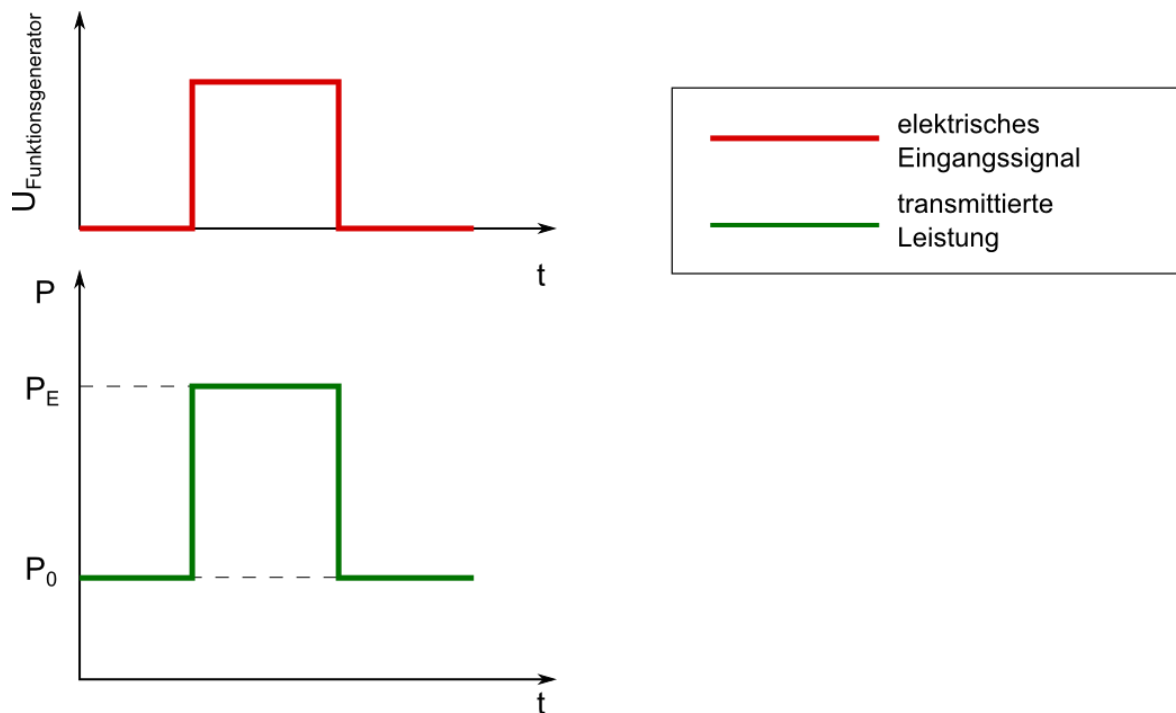


Abbildung 9: Signalverlauf des Funktionsgenerators und des Fotodiodensignals für den Betrieb als Strahleinschalter

$$\eta_{EOM} = \frac{P_E - P_0}{P_E} \quad (17)$$

2.3.2 Kontrast

Das Verhältnis zwischen minimal und maximal transmittierter Intensität wird durch den Kontrast dargestellt. Dieser berechnet sich nach (Pedrotti, et al., 2002) gemäß Formel (18)

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (18)$$

Da in der Praxis Intensitäten schwer zu ermitteln sind, wird in Analogie zur Intensität die Leistung verwendet. Zumal ist Formel (18) auch nur für einen Strahl anwendbar, dessen Querschnitt sich während der Propagation nicht verändert. Für die Nutzung des Modulators zum Ausschalten der Laserstrahlung (Abbildung 8) berechnet sich der Kontrast gemäß Formel (19)

$$C = \frac{P_0 - P_E}{P_0 + P_E} \quad (19)$$

Für die Verwendung des elektrooptischen Modulators zum Einschalten der Laserstrahlung (Abbildung 9) wird der Kontrast gemäß Formel (20) ermittelt.

$$C = \frac{P_E - P_0}{P_E + P_0} \quad (20)$$

2.3.3 Relative Amplitudendifferenz

Wird der Modulator bei sehr hohen Frequenzen (> 30 MHz) betrieben, so kann der Laserstrahl nicht mehr vollkommen an- bzw. ausgeschaltet werden. Die relative Amplitudendifferenz A bei hohen Frequenzen f berechnen sich gemäß Formel (21) aus der, bei der genutzten Frequenz, maximalen transmittierten Leistung $P_{\max f}$ und der maximalen transmittierten Leistung $P_{\text{Laser an}}$ im statischen Betrieb (Abbildung 10).

$$A = \frac{P_{\text{Laser an}} - P_{\max f}}{P_{\text{Laser an}}} \quad (21)$$

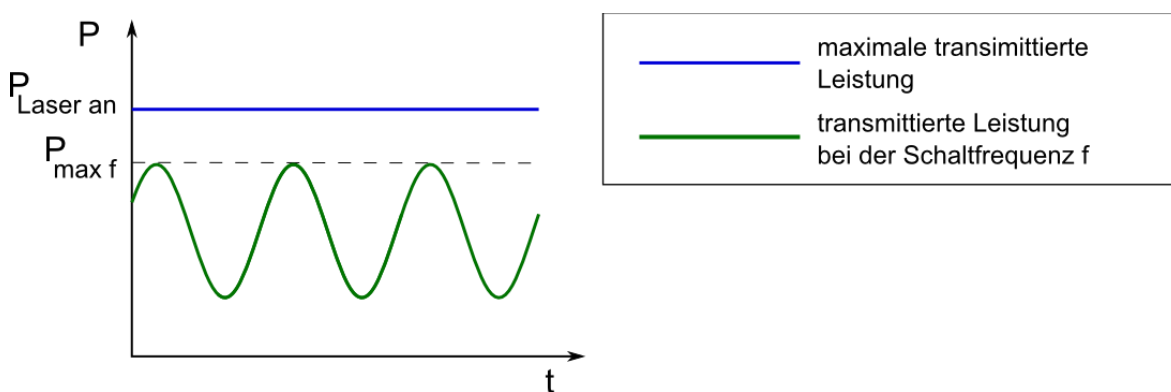


Abbildung 10: Skizze zur Berechnung der Verluste durch hohe Frequenzen

Wird der Modulator als Ausschalter genutzt, so entspricht $P_{\max f} = P_0$. Bei Verwendung des Modulators als Einschalter gilt demzufolge $P_{\max f} = P_E$.

2.3.4 Schaltzeit

Für die ultraschnelle Strahlschaltung ist die Schaltzeit von besonderer Bedeutung. Die Gesamtschaltzeit kann in einen elektronischen und einen optischen Anteil unterschieden werden. Der elektronische Anteil setzt sich zum einen aus den elektronischen Schaltzeiten des Treibers und zum anderen aus den elektronischen Schaltzeiten des Modulators zusammen.

Der optische Anteil hängt von der Durchlaufzeit des Lichtes durch den Kristall und von der Änderungsgeschwindigkeit der Brechzahlen ab.

Im Weiteren werden nur die Anstiegs- und Abfallzeiten betrachtet. Dabei beschreibt die Anstiegszeit für einen elektrooptischen Modulator die Zeit, in der die Differenz vom maximalen und minimalen Wert des optischen Signal von 10% auf 90% ansteigt (Abbildung 11). Die Abfallzeit beschreibt dagegen einen Signalabfall von 90% auf 10% der Differenz (Hoffmann, 2002 S. 66).

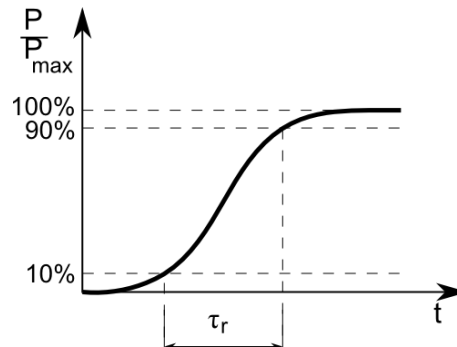


Abbildung 11: Anstiegszeit

2.3.5 Interne Verluste

Durch Reflexion an den Grenzflächen, Streuung und Absorption kommt es zu Verlusten im Modulator. Der prozentuale Anteil der Strahlungsverluste berechnet sich aus der eingestrahlten Leistung P_{ein} und der transmittierten Leistung P_0 ohne angelegtes elektrisches Feld.

$$p_{Verluste\ EOM} = \frac{P_{ein} - P_0}{P_{ein}} \cdot 100\% \quad (22)$$

Wird durch das angelegte elektrische Feld mehr Leistung transmittiert, das heißt der Modulator als Einschalter betrieben, so wird zur Berechnung der Verluste im Modulator die maximal transmittierte Leistung P_{max} genutzt.

$$p_{Verluste\ EOM} = \frac{P_{ein} - P_{max}}{P_{ein}} \cdot 100\% \quad (23)$$

2.4 Elektrooptische Modulatoren

Der elektrooptische Effekt kann technisch zur Modulation von Strahleigenschaften, wie zum Beispiel der Phasenlage, der Polarisierung, der Frequenz oder der Amplitude genutzt werden. Im Folgenden wird auf die Wirkungsweise einer Auswahl von Anwendungen elektrooptischer Modulatoren eingegangen.

Als elektrooptische Modulatoren werden Pockelszellen genutzt. Sie bestehen aus einem Material, das einen Pockeleffekt aufweist, und aus zwei gegenüberliegenden Elektroden wie es in Abbildung 12 gezeigt ist. Die Pockelszelle stellt aus elektronischer Sicht einen Plattenkondensator dar. Die Kapazität des Kondensators berechnet sich gemäß Formel (24).

$$C_{Kondensator} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \frac{A_{Kondensator}}{d} \quad (24)$$

Elektrooptische Medien besitzen eine kleine relative Dielektrizitätskonstante ε_r und somit kleine Kapazitäten. Da die Kapazität direkt proportional zur elektrischen Schaltzeit des Kondensators ist, ermöglicht eine kleine Kapazität eine schnelle Schaltung (Lindner, et al., 1999 S. 53 f).

Auch ein größerer Abstand d zwischen den Elektroden bewirkt eine kleinere Kapazität. Durch den größeren Abstand wird aber bei gleicher angelegter Spannung eine geringere Feldstärke erreicht. Das führt wiederum zu einer verminderten Schalteffizienz.

Anhand der Anordnung der Elektroden wird zwischen transversalen und longitudinalen Modulatoren unterschieden. Bei transversalen Modulatoren wird das elektrische Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlung angelegt und bei longitudinalen Modulatoren in Ausbreitungsrichtung der Strahlung. Für longitudinale Modulatoren entspricht der Abstand d zwischen den Elektroden der Länge l_{Kristall} der Pockelszelle und das Verhältnis zwischen d und l_{Kristall} ist eins. Für transversale Modulatoren ist d meist kleiner als l_{Kristall} . Das Verhältnis zwischen den beiden Größen ist dementsprechend kleiner eins. Das Verhältnis ist proportional zur Halbwellenspannung, die demzufolge für transversale Modulatoren kleiner ist als für longitudinale. Für longitudinale Modulatoren beträgt die Halbwellenspannung einige kV. Dagegen liegt die Halbwellenspannung für transversale Modulatoren bei einigen 100 V. Eine schnelle Strahlschaltung ist aus elektronischer Sicht einfacher mit transversalen elektrooptischen Modulatoren zu realisieren.

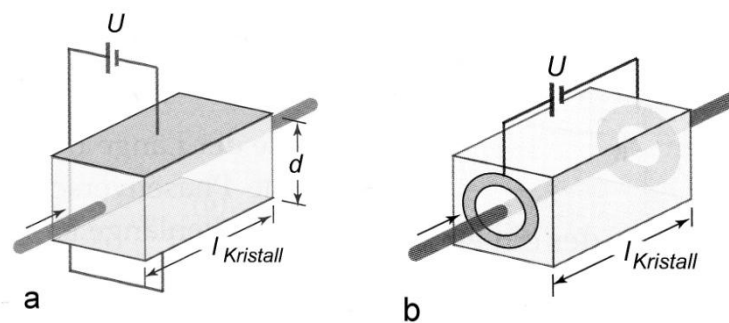


Abbildung 12: Transversaler (a) und longitudinaler (b) elektrooptischer Modulator (Saleh, et al., 2008 S. 1012)

Um Doppelbrechungseffekte zu kompensieren werden meist zwei oder, wie durch (Enscoe, et al., 2003) beschrieben und in Abbildung 13 gezeigt, vier Kristalle hintereinander angebracht.

Die vier Kristalle können zu zwei Kristallpaaren mit jeweils einem aktiven Kristall und einem Kompensationskristall zusammengefasst werden. Das zweite Kristallpaar ist um 90° gedreht zum ersten Kristallpaar ausgerichtet. Dadurch ist der Strahl, der im ersten Kristallpaar der außerordentliche Strahl war im zweiten Kristallpaar der ordentliche Strahl. Entsprechendes gilt für den ordentlichen Strahl im ersten Kristallpaar (L. F. Weaver, 1990 S. 2590).

Im ersten Kristall kommt es zu einer räumlichen Trennung des ordentlichen und des außerordentlichen Strahls. Der zweite Kristall ist entgegengesetzt zum ersten Kristall kontaktiert. Er bewirkt eine Kompensation der räumlichen Trennung zwischen ordentlichen und außerordentlichen Strahl. Der Strahl besitzt aber nun einen Strahlversatz relativ zur Lage vor den Kristallen. Der Strahlversatz wird durch das zweite Kristallpaar kompensiert (Goldstein, 1986 S. 3 f).

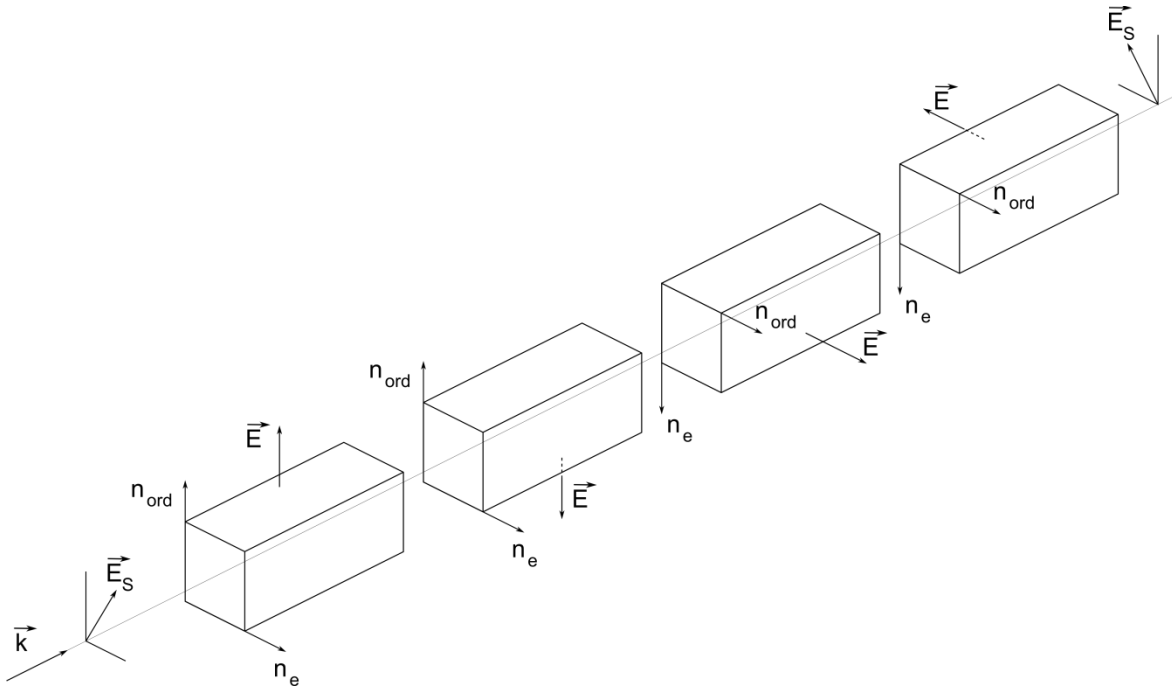


Abbildung 13: Anordnung von vier Kristallen in einem elektrooptischen Modulator nach (Enscoe, et al., 2003) und (Goldstein, 1986 S. 4)

2.4.1 Phasenmodulator

Durchläuft eine senkrecht oder parallel zur optischen Achse polarisierte elektromagnetische Welle eine Pockelszelle der Länge l_{Kristall} , so breitet sie sich, wie in 2.1.2 beschrieben, als Normalmode aus. Das bedeutet, dass sich der Strahl nicht in Form von zwei Teilstrahlen mit unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit, sondern in Analogie zu isotropen Materialien nur als ein Strahl ausbreitet. Wird an die Pockelszelle ein elektrisches Feld E angelegt, so erfährt die Welle nach (Yariv, 1989 S. 313 ff) im Vergleich zum Zustand ohne äußeres elektrisches Feld eine Phasenverschiebung (Abbildung 14). Die Phasenverschiebung berechnet sich nach (Saleh, et al., 2008 S. 1011 ff) entsprechend Formel (25).

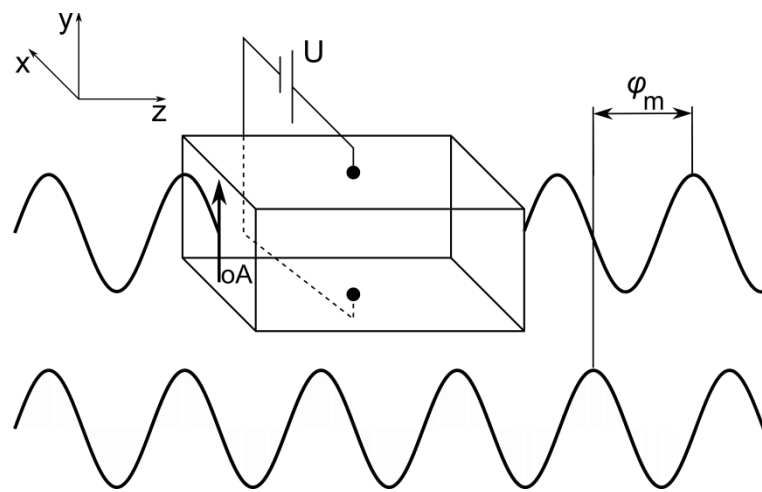


Abbildung 14: Phasenmodulator

$$\varphi_m = \varphi_0 - \pi \frac{r_{Ik} n_0^3 E l_{\text{Kristall}}}{\lambda_0} \quad (25)$$

Das elektrische Feld kann durch Anlegen einer Spannung U an zwei Elektroden, die in einem Abstand d an zwei Seiten der Pockelszelle angebracht sind, erzeugt werden. In diesem Fall ergibt sich der in Formel (26) und Abbildung 15 dargestellte Zusammenhang zwischen Phasenverschiebung und angelegter Spannung.

$$\varphi_m = \varphi_0 - \pi \frac{l_{\text{Kristall}}}{d} \frac{r_{ik} n_0^3}{\lambda_0} U = \varphi_0 - \pi \frac{U}{U_{\Delta\varphi_M=\pi}} \quad (26)$$

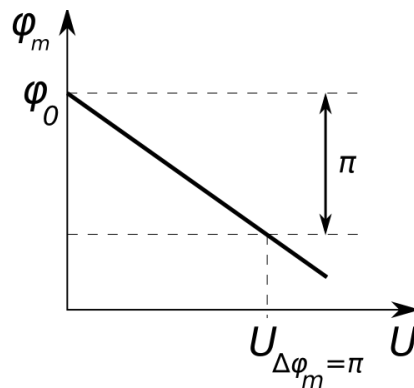


Abbildung 15: Theoretischer Zusammenhang zwischen Phasenverschiebung und angelegter Spannung am Kristall (Saleh, et al., 2008 S. 1013)

Die Halbwellenspannung $U_{\Delta\varphi_M=\pi}$ entspricht der Spannung, bei der eine Änderung der Phasenverschiebung um $\Delta\varphi_M = \pi$ erreicht wird. Sie ist abhängig von den Materialeigenschaften r und n , dem Seitenverhältnis d/l_{Kristall} und der Wellenlänge der eingestrahlten Strahlung λ_0 . Somit ist die Halbwellenspannung eine wichtige Kenngröße eines Phasenmodulators. Phasenmodulatoren gibt es sowohl als transversale, als auch als longitudinale Modulatoren.

2.4.2 Dynamischer Phasenschieber

Schließt die Polarisationsrichtung einer linear polarisierten Welle entsprechend Abbildung 16 mit der optischen Achse eines anisotropen Mediums einen Winkel ein, so breitet sich die Welle in Form von zwei senkrecht zueinander linear polarisierten Teilstrahlen aus (Abbildung 16). Die Teilstrahlen besitzen im Kristall unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten c_0/n_a und c_0/n_b . Ist die optische Achse wie in Abbildung 16 senkrecht zur Ausbreitungsrichtung orientiert, so entspricht die in der Abbildung rot markierte Welle dem ordentlichen und die schwarz markierte dem außerordentlichen Strahl. Die auf die Teilstrahlen wirkenden Brechzahlen werden in einer Pockelszelle durch das statische elektrische Feld entsprechend Formel (13) unterschiedlich stark gegenüber ihrem Ausgangszustand modifiziert. Nach Durchlaufen der Länge l_{Kristall} der Pockelszelle besitzen die beiden Normalmoden eine relative Phasenverschiebung gemäß Formel (27) zueinander (Saleh, et al., 2008 S. 1013) (Yariv, 1989 S. 310 ff).

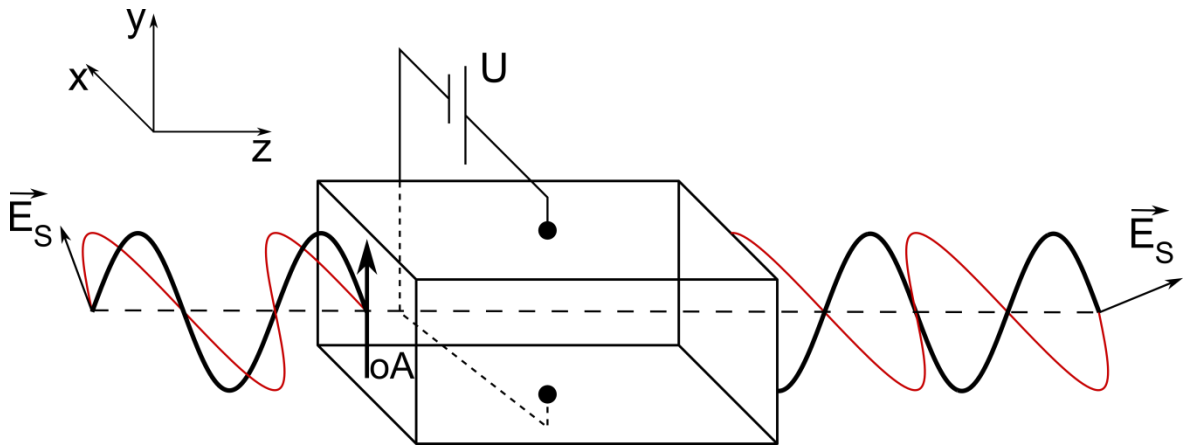


Abbildung 16: Dynamischer Phasenschieber

$$\begin{aligned}\Delta\varphi_{\text{rel}} &= k_0(n_1(E) - n_2(E))l_{\text{Kristall}} \\ &= k_0(n_{01} - n_{02})l_{\text{Kristall}} - \frac{1}{2}k_0(r_1n_{01}^3 - r_2n_{02}^3)El_{\text{Kristall}}\end{aligned}\quad (27)$$

Wird das elektrische Feld wie in Kapitel 2.4 und in Abbildung 16 durch eine Spannung an zwei im Abstand d angeordnete Elektroden erzeugt, so ist die relative Phasenverschiebung gemäß Formel (28) und Abbildung 17 direkt proportional zur angelegten Spannung.

$$\Delta\varphi_{\text{rel}} = \Delta\varphi_{\text{rel}0} - \pi \frac{U}{U_\pi} \quad (28)$$

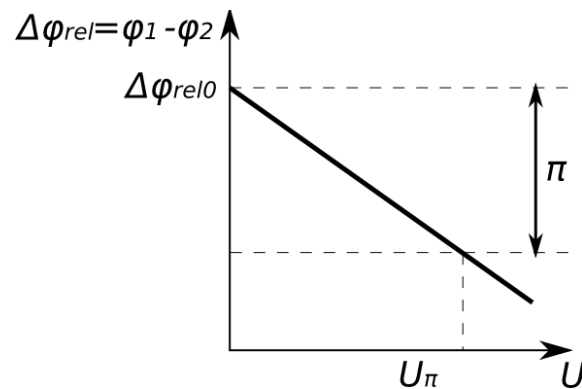


Abbildung 17: Theoretischer Zusammenhang zwischen relativer Phasenverschiebung und angelegter Spannung am Kristall (Saleh, et al., 2008 S. 1013)

$\Delta\varphi_{rel0} = k_0(n_{01} - n_{02})l_{Kristall}$ gibt dabei die Phasenverschiebung, die ohne elektrisches Feld vorliegt, und U_π die Spannung, die für eine relative Phasenverschiebung um $\Delta\varphi_{rel} = \pi$ notwendig ist, an.

Durch die Überlagerung der beiden Normalmoden kommt es zu einer Änderung des Polarisationszustandes entsprechend Abbildung 2.

2.4.3 Amplitudenmodulatoren auf Basis von dynamischen Phasenschiebern

Durch die Anordnung eines dynamischen Phasenschiebers wie in Abbildung 18 zwischen zwei gekreuzten oder parallelen Polarisatoren, die in einem Winkel von 45° zur optischen Achse des Kristalls stehen, kann man eine Amplitudenmodulation erreichen (Saleh, et al., 2008 S. 1015 ff) (Yariv, 1989 S. 310 ff).

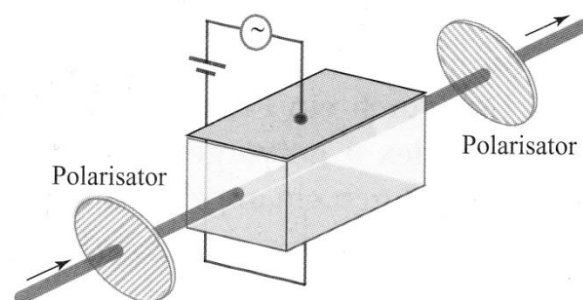


Abbildung 18: Amplitudenmodulator

Der Transmissionsgrad für einen Phasenschieber zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren berechnet sich nach (Saleh, et al., 2008 S. 1015 ff) aus der relativen Phasenverschiebung gemäß Formel (29) und ist somit von der angelegten Spannung abhängig. Die Abhängigkeit ist in Abbildung 19 dargestellt und entspricht dem Gesetz von Malus. Bei parallelen Polarisatoren würde eine \cos^2 -Funktion entstehen. Demzufolge würde sich auch der in Abbildung 19 gezeichnete Verlauf ändern.

$$T_{EOM}(U) = \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi_{rel}}{2}\right) = \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi_{rel_0}}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{U}{U_\pi}\right) \quad (29)$$

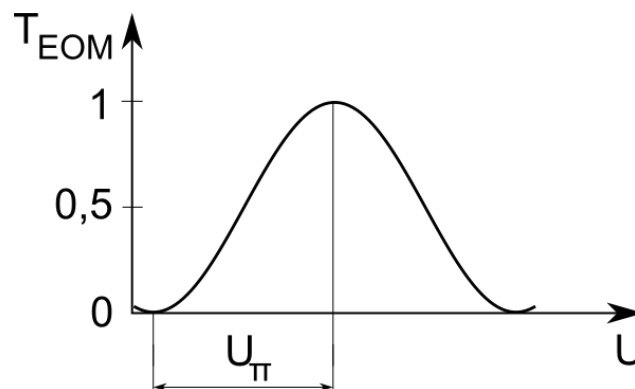


Abbildung 19: Theoretischer Verlauf des Transmissionsgrades eines Amplitudenmodulators in Abhängigkeit von der angelegten Spannung

Durch Variation der angelegten Spannung kann der Transmissionsgrad theoretisch zwischen 0 und 1 verändert werden (Abbildung 19). Praktisch ist aber aufgrund von Verlusten durch Reflexion, Absorption und Streuung die maximale Transmission immer kleiner als 1. Auch die minimale Transmission ist wegen Fehlausrichtung der Ausbreitungs- und Polarisationsrichtung bezogen auf die optische Achse des Kristalls und das Transmissionsverhalten der Polarisatoren größer Null.

Um vom minimalen zum maximalen Transmissionsgrad umzuschalten, muss die Halbwellenspannung angelegt werden. Gleiches gilt auch für den Übergang vom maximalen zum minimalen Transmissionsgrad. Zur Strahlschaltung wird daher nur die Halbwellenspannung ein- und ausgeschaltet.

Die Amplitude kann aber auch kontinuierlich moduliert werden. Eine nahezu lineare Modulation ist für Spannungen, die viel kleiner als die Halbwellenspannung sind, im Bereich des halben Transmissionsgrades möglich.

3 Experimentelle Untersuchungen

3.1 Charakterisierung des elektrooptischen Modulators

Für diese Arbeit stand ein elektrooptischer Modulator der Firma Conoptics (Danbury, USA) zur Verfügung. Der Modulator besteht aus vier Lithiumtantalatkristallen (Abbildung 13) mit quadratischen Querschnittsflächen. Die Kenndaten dieses Modulators sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1: Eigenschaften des elektrooptischen Modulators (Yariv, 1989 S. 304 f), (Union Optic, Inc, 2013), (POLYTEC GmbH, 2008)

Modell	360-80
Seriennummer	361 097
Material	Lithiumtantalat (LiTaO_3)
Kristallklasse	3m
Brechungsindizes ($\lambda = 632 \text{ nm}$)	$n_{ord_0} = 2,175$; $n_{e_0} = 2,18$
Elektrooptische Koeffizienten ($\lambda = 632 \text{ nm}$)	$r_{13} = 5,7 \text{ pm V}^{-1}$; $r_{33} = 30,3 \text{ pm V}^{-1}$
Absorptionskoeffizient	0,001 /cm
Zerstörschwelle	500 W/cm ²
Anzahl der Kristalle	4
Apertur	2,7 mm
Kristallgröße	20 mm x 2,9 mm x 2,9 mm
Halbwellenspannung U_π bei 1064 nm	183 V

Lithiumtantalat ist ein trigonaler Kristall (Abbildung 20) der Kristallklasse 3m. Er ist optisch einachsig, wobei die optische Achse wie in Abbildung 20 durch den Kristall verläuft.

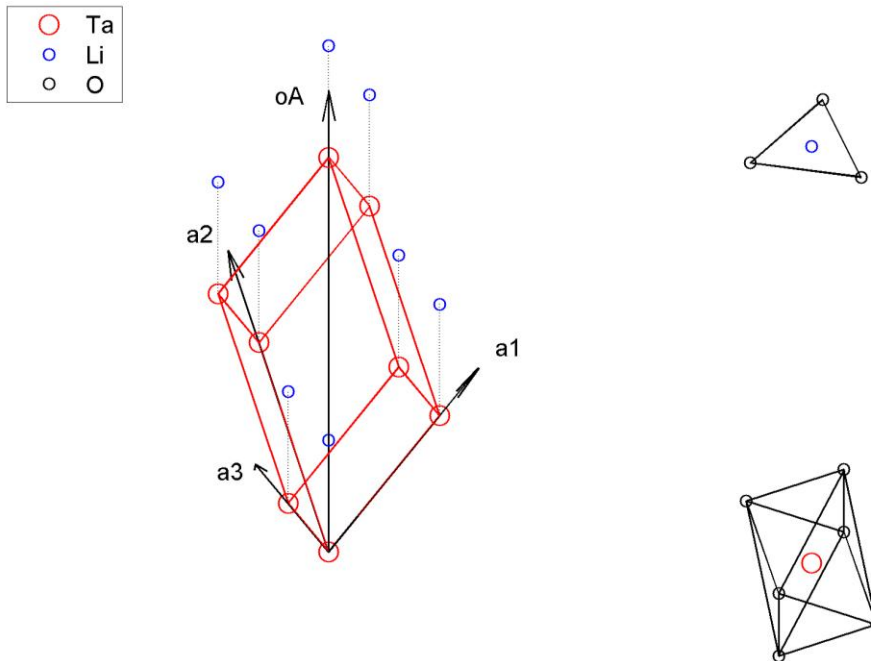


Abbildung 20: Anordnung der Lithium- und Tantalionen in der trigonalen Elementarzelle von Lithiumtantalat (links) und Anordnung der Sauerstoffionen in Bezug zu den Lithium- und Tantalionen (rechts)

In piezoelektrischen Kristallen führt das Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes je nach Orientierung des Feldes zu einer Streckung bzw. Stauchung des Kristalls. Die Proportionalitätsfaktoren der spannungsabhängigen Stauchung bzw. Streckung liegen im Bereich von 10^{-12} m/V bis 10^{-10} m/V. Wird an Lithiumtantalat entlang der optischen Achse des Kristalls ein elektrisches Feld angelegt, so werden die Lithiumionen und die Tantalionen gegenüber den Sauerstoffionen verschoben (Abbildung 21) (Kleber, et al., 1990 S. 267 ff).

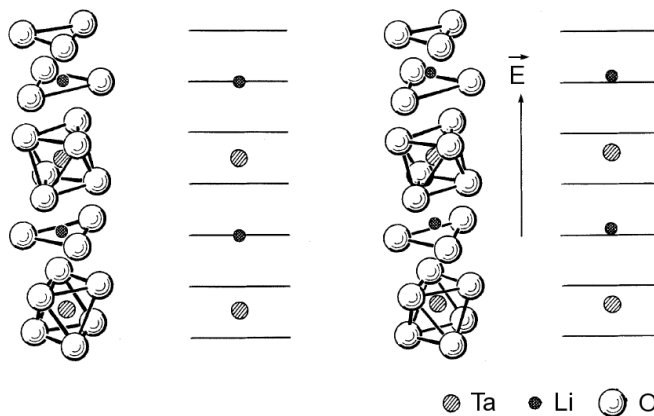


Abbildung 21: Kristallausschnitt links ohne und rechts mit äußerem elektrischem Feld (Weis, et al., 1985 S. 192)

Das bewirkt nicht nur eine Längenänderung, sondern auch eine Änderung des ordentlichen und der außerordentlichen Brechungsindex entsprechend Formel (30) und (31) (Saleh, et al., 2008 S. 1028 ff). Der elektrooptische Effekt hängt somit direkt mit dem piezoelektrischen Effekt zusammen (Kleber, et al., 1990 S. 303 ff).

$$n_{ord}(E_z) = n_{ord0} - \frac{1}{2} n_{ord0}^3 r_{13} E_z = 2,175 - \frac{1}{2} 10,2891 \cdot 5,7 \frac{pm}{V} \cdot E_z \quad (30)$$

$$n_e(E_z) = n_{e0} - \frac{1}{2} n_{e0}^3 r_{33} E_z = 2,18 - \frac{1}{2} 10,3602 \cdot 30,3 \frac{pm}{V} \cdot E_z \quad (31)$$

Eine Änderung der Brechungsindizes bedeutet gleichzeitig eine Änderung der optischen Indikatrix, wobei die Lage der Hauptachsen für Kristalle der Klasse 3m konstant bleibt. Die allgemeine Änderung der Indikatrix für Kristalle der Klasse 3m beschreibt die Formel (32) und Abbildung 22. Für Lithiumtantalat ergibt sich somit eine Änderung der optischen Indikatrix in Abhängigkeit vom elektrischen Feld gemäß Formel (33).

$$\left(\frac{1}{n_{ord0}^2} + r_{13} E_z \right) (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_{e0}^2} + r_{33} E_z \right) (z^2) = 1 \quad (32)$$

$$\left(\frac{1}{4,7306} + 5,7 \frac{pm}{V} \cdot E_z \right) (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{4,7524} + 30,3 \frac{pm}{V} \cdot E_z \right) (z^2) = 1 \quad (33)$$

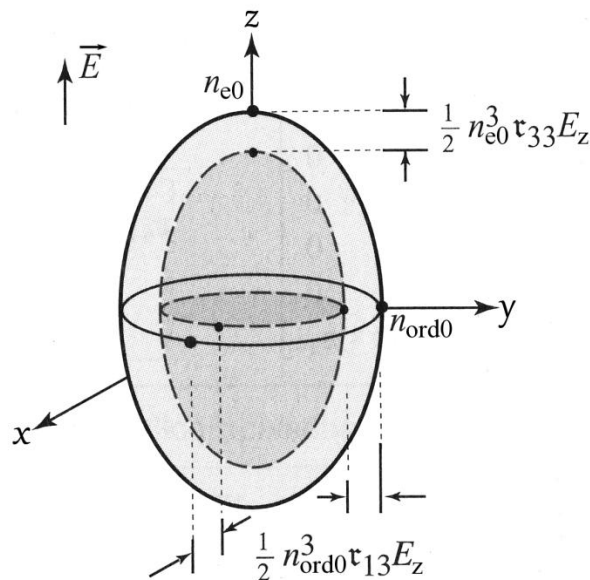


Abbildung 22: Beeinflussung der optischen Indikatrix eines Kristalls der Klasse 3m, wie zB Lithiumtantalat, durch ein statisches elektrisches Feld (Saleh, et al., 2008 S. 1028)

Liegt das elektrische Feld in einer beliebigen Richtung an, so bleibt auch in diesem Fall die Lage der Hauptachsen konstant und es kommt zu einer Brechzahländerung. In diesem Fall muss die Berechnung der Brechzahländerung tensoriell erfolgen.

Lithiumtantalat besitzt eine höhere Zerstörschwelle als Lithiumniobat und ist somit für höhere Leistungen geeignet als Lithiumniobat. Aus diesem Grund wurde Lithiumtantalat für die Untersuchungen zur ultraschnellen Strahlschaltung genutzt. (Union Optic, Inc, 2013)

3.2 Charakterisierung der Laser

Der elektrooptische Modulator wurde mit Hilfe von zwei verschiedenen Lasern untersucht. Dabei wurden die Versuche bei geringer Leistung mit dem Laser 1 und die Versuche bei höheren Leistungen mit dem Laser 2 (Abbildung 24) durchgeführt. Am Faserende beider Laser befand sich eine Kollimatorlinse. Die Brennweite der Kollimatorlinse für den Laser 1 betrug 11,2 mm und die für den Laser 2 26 mm. Durch gezieltes Verändern des Kollimators am Laser 2 wurde der Strahlradius an die Apertur des EOM angepasst, damit keine Beschneidung des Strahls und damit verbundene Beugungseffekte auftreten. Der Rohstrahl des Laser 1 nach dem Kollimator wurde in (Quellmalz, 2013) vermessen und ist in Abbildung 23 dargestellt.

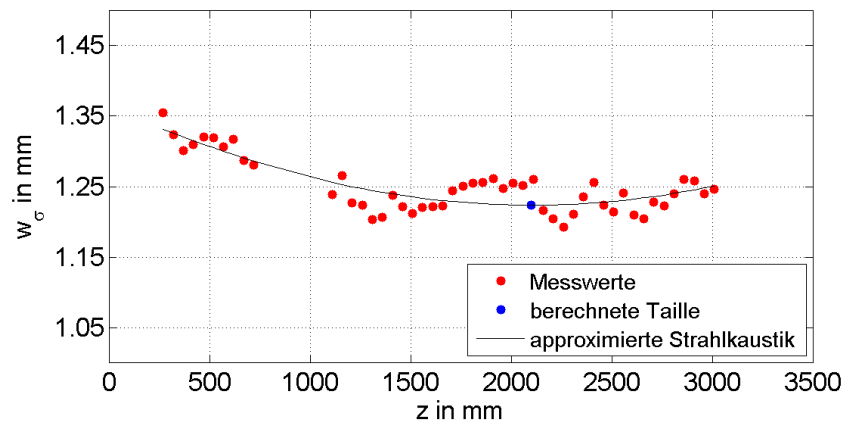


Abbildung 23: Gemessene Strahlradien auf Basis des 2. Momentes von Laser 1 mit Kollimatorlinse an verschiedenen z -Positionen (Quellmalz, 2013)

Die Strahlkaustik des Lasers 1 wurde durch die Funktion in Formel (34) angenähert.

$$4 \cdot w_{\sigma}^2 = a + b \cdot z + c \cdot z^2 = 7,44 \text{ mm}^2 - 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ mm} \cdot z + 3,29 \cdot 10^{-7} \cdot z^2 \quad (34)$$

Zur Bestimmung des Strahlprofils vom Laser 2 wurde an verschiedenen z -Positionen mit einem CMOS-Chip das Strahlprofil abgebildet und der Strahlradius bestimmt. Aus den Messdaten ergab sich eine Strahlkaustik, die mit Gleichung (35) beschrieben werden kann.

$$4 \cdot w_{\sigma}^2 = a + b \cdot z + c \cdot z^2 = 2,07 \text{ mm}^2 - 5,61 \cdot 10^{-3} \text{ mm} \cdot z + 5,20 \cdot 10^{-6} \cdot z^2 \quad (35)$$

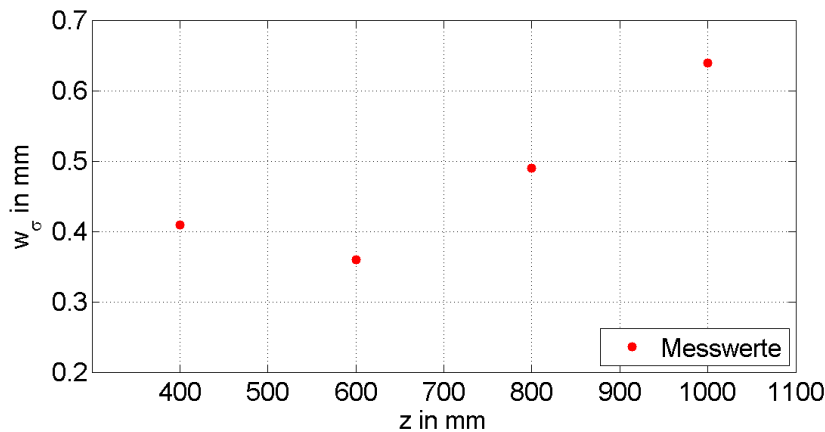


Abbildung 24: Gemessene Strahlradien auf Basis des 2. Momentes von Laser 2 mit Kollimatorlinse an verschiedenen z -Positionen (Quellmalz, 2013)

Aus den Variablen a , b und c konnten mit den Formeln (36) und (37) der Tailenradius und der halbe Fernfeldwinkel berechnet werden. Das ist jedoch nur eine grobe Abschätzung, da die Messung aus Platzgründen nicht nach (DIN EN ISO 11146-1, 2005) durchgeführt werden konnte.

$$w_{0\sigma} = \frac{1}{4 \cdot \sqrt{c}} \cdot \sqrt{4 \cdot a \cdot c - b^2} \quad (36)$$

$$\theta = \frac{\sqrt{c}}{2} \quad (37)$$

Tabelle 2: Technische Daten der verwendeten Laserquellen

	Laser 1 (Quellmalz, 2013)	Laser 2 (IPG Laser GmbH, 2007 S. 15)
Hersteller/ Bezeichnung	Laserinstitut der Hochschule Mittweida	IPG Photonics / YLR-3000-SM
Maximale Ausgangsleistung	3 W	3 kW
Wellenlänge	1070 nm	
Polarisation	unpolarisiert und zufällig polarisiert	
Tailenradius	1,22 mm	0,37 mm
Divergenzwinkel	0,29 mrad	1,14 mrad
Beugungsmaßzahl M^2	1,03	$\leq 1,25$

3.3 Allgemeiner Versuchsaufbau

Für die Durchführung der Versuche bei niedrigen Leistungen wurde der im Folgenden beschriebene und in Abbildung 25 dargestellte Versuchsaufbau genutzt.

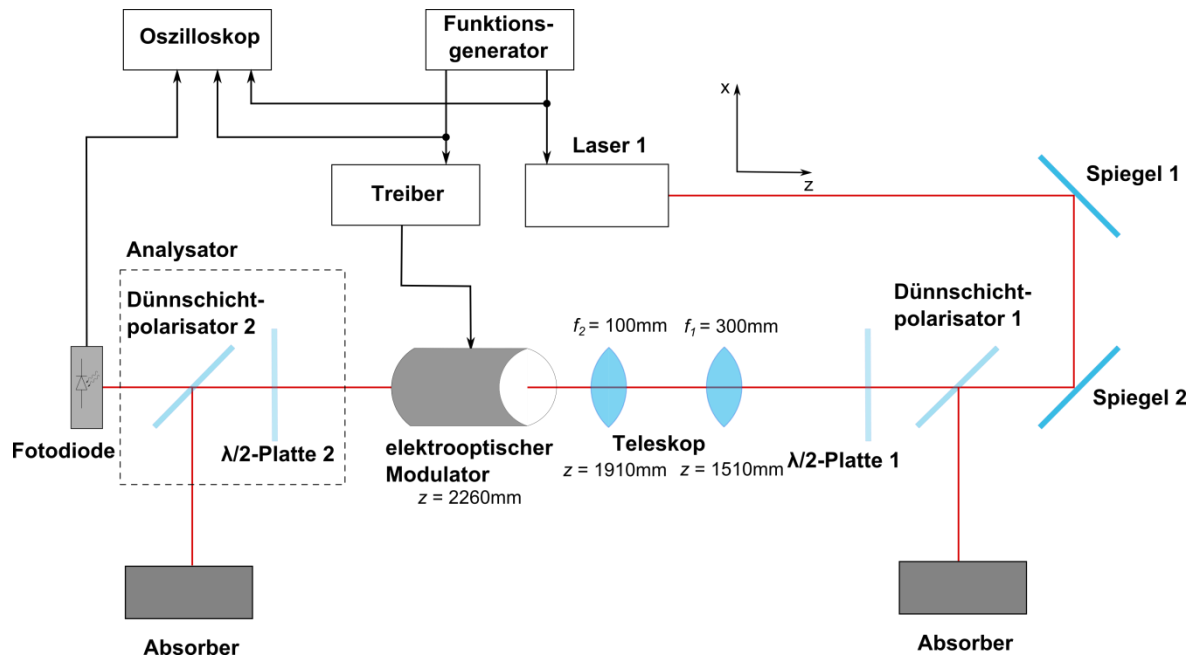


Abbildung 25: Versuchsaufbau für die experimentellen Untersuchungen

Als Laserquelle wurde Laser 1 (Kapitel 3.2) genutzt. Für die Dünnschichtpolarisatoren beträgt nach (LASER COMPONENTS GmbH, 2010) das Aspektverhältnis 200:1. Dieses Verhältnis gibt an, wie gut die parallel und die senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponenten der elektromagnetischen Welle getrennt werden. Es entspricht dem Verhältnis zwischen maximalen und minimalen Transmissionsgrad des Polarisators. Für die Versuche stand durch den Dünnschichtpolarisator 1 annähernd linear polarisierte Strahlung zur Verfügung. Mit Hilfe der $\lambda/2$ -Platte 1 konnte der Polarisationswinkel eingestellt werden. Der Polarisationswinkel gibt den Winkel der Richtung der elektrischen Feldstärke der elektromagnetischen Welle zur horizontalen Ebene an. Die zweite $\lambda/2$ -Platte wurde zum Einstellen des Winkels zwischen Dünnschichtpolarisator 1 und Dünnschichtpolarisator 2 genutzt.

Der Durchmesser der Apertur des elektrooptischen Modulators, die durch das Gehäuse vorgegeben wird, beträgt 2,7 mm, der Taillenradius des Rohstrahls 1,22 mm (Kapitel 3.2). Daher war es notwendig den Strahl durch ein Teleskop zu verkleinern. Ansonsten würden durch die Apertur Beugungseffekte hervorgerufen werden.

Mit Hilfe der Fotodiode konnte die Leistung des durch den Dünnschichtpolarisator transmittierten Anteils beobachtet werden. Ausgewählte technische Daten der verwendeten Fotodioden sind in Tabelle 3 dargestellt. Genauere Spezifikationen befinden sich im Anhang.

Tabelle 3: Technische Daten der Fotodioden (Thorlabs, Inc., 2013)

	Fotodiode 1	Fotodiode 2
Bezeichnung	Det 10A	Det 10N/M
Material	Si	InGaAs
Anstiegszeit	1 ns	5 ns
Empfindlichkeit bei 1070 nm	0,011 A/W	0,785 A/W

Die Signale der Fotodioden wurden auf einem Oszilloskop mit einer Grenzfrequenz von 300 MHz und einer Abtastrate von 2 GSa/s dargestellt. (RIGOL Technologies, INC., 2011)

Zur Ansteuerung des Modulators stand ein Funktionsgenerator mit einem Frequenzbereich für Rechtecksignale von 1 μ Hz bis 40 MHz zur Verfügung (RIGOL Technologies, Inc., 2010). Für alle Versuche wurde ein Rechtecksignal genutzt.

3.3.1 Strahlkaustik nach Teleskopaufbau

Für die folgenden Versuche mit dem Laser 1 wurde ein Keplerteleskop mit zwei Sammellinsen von jeweils 100 mm und 300 mm Brennweite genutzt. Die Positionen der Linsen und des elektrooptischen Modulators sind in Abbildung 25 dargestellt. Die Verwendung des Teleskops war notwendig um den Strahlradius an die Apertur des elektrooptischen Modulators anzupassen.

Die Strahlkaustik vor dem Teleskop ist in Kapitel 3.2 dargestellt. Nach dem Teleskopaufbau wurde die Strahlkaustik mit Hilfe eines CMOS-Chips vermessen. Dazu wurde das Strahlprofil an verschiedenen Stellen nach der zweiten Linse abgebildet. Die daraus ermittelten ortsabhängigen Strahlradien auf Basis des zweiten Momentes sind in Abbildung 26 dargestellt. Der EOM wurde nach der Vermessung der Kaustik an der eingezeichneten Stelle in den Strahlengang eingebracht.

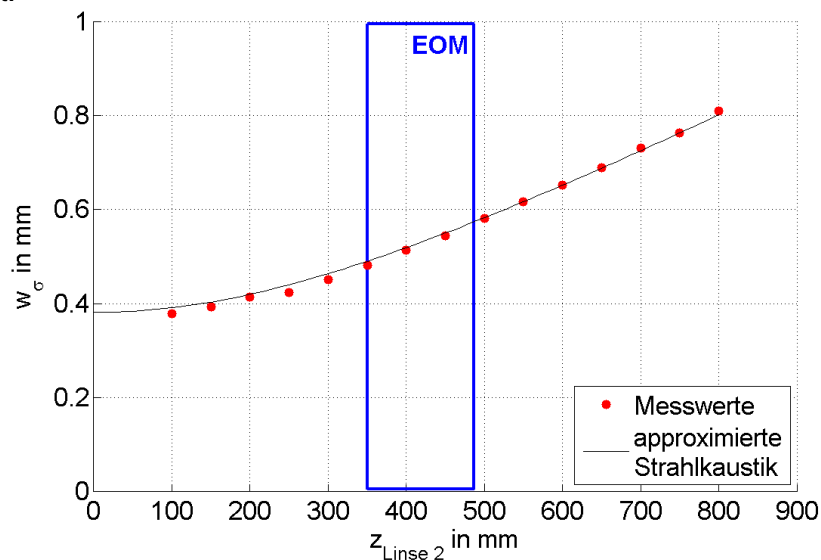


Abbildung 26: Strahlradius in Abhängigkeit der Entfernung zur zweiten Linse des Teleskopaufbaus und Position des elektrooptischen Modulators

Die in Abbildung 26 dargestellte Strahlkaustik kann durch die Gleichung in Formel (38) beschrieben werden.

$$4 \cdot w_\sigma^2 = 0,58 \text{ mm}^2 + 6,04 \cdot 10^{-8} \text{ mm} \cdot (z - z_{\text{Linse 2}}) + 2,87 \cdot 10^{-6} (z - z_{\text{Linse 2}})^2 \quad (38)$$

Aus den Variablen a , b und c wurde nach (DIN EN ISO 11146-1, 2005) mit den Formeln (36) und (37) ein Tailenradius von 0,38 mm und ein halber Fernfeldwinkel 0,9 mrad berechnet. Die berechneten Werte sind wie in Kapitel 3.1 nur eine Abschätzung, da die Messung aus Platzgründen nicht nach (DIN EN ISO 11146-1, 2005) erfolgte.

Für den Laser 2 war kein Teleskop notwendig, da der Strahlradius durch den Kollimator angepasst werden konnte. Die Strahlkaustik für den Laser 2 wurde in Kapitel 3.2 charakterisiert.

3.4 Bestimmung der Schaltzeit, der Schalteffizienz, des Kontrastes und der relativen Amplitudendifferenz

Zur Ermittlung der Schaltzeiten, der Schalteffizienz, des Kontrastes und der relativen Amplitudendifferenz wurde das optische Signal mit Hilfe einer Fotodiode aufgezeichnet und auf einem Oszilloskop dargestellt. Die Fotodiode liefert ein Spannungssignal, das direkt proportional zur eingestrahlten Leistung ist.

Die Berechnung der Schaltzeit erfolgte dann, wie in Kapitel 2.3.4 beschrieben und in Abbildung 27 dargestellt, zwischen 10% und 90% des Differenzpegels zwischen Maximum und Minimum.

Die ermittelten Schaltzeiten unterliegen einer Messungenauigkeit. Zur Ermittlung dieser Messungenauigkeit wurde bei gleichbleibender Frequenz die Messung der Anstiegs- sowie der Abfallzeit zehn Mal wiederholt und die Standardabweichung dieser Messreihen ermittelt. Die Standardabweichung entspricht der Messungenauigkeit und beträgt sowohl für die Anstiegszeit als auch für die Abfallzeit 1,9 ns.

Für die Messung der Schalteffizienz ist es notwendig das Nullniveau $P_{\text{Laser aus}}$, das heißt das Fotodiodensignal bei ausgeschalteter Laserquelle zu kennen. Außerdem muss für die Berechnung der relativen Amplitudendifferenz die maximale transmittierte Laserleistung $P_{\text{Laser an}}$ bekannt sein. Um die Signalpegel zu erhalten, wurden für jede Messung zwei Signalverläufe aufgenommen. Für den ersten Signalverlauf wurde die Laserquelle 1 kontinuierlich betrieben. Die Strahlschaltung erfolgte durch den elektrooptischen Modulator. Unmittelbar danach wurde bei ausgeschaltetem Modulator die Laserquelle 1 mit 100 kHz gepulst betrieben und der zweite Signalverlauf aufgezeichnet. In Abbildung 27 sind die beiden Signalverläufe schematisch für eine Schaltfrequenz des elektrooptischen Modulators von über 30 MHz dargestellt.

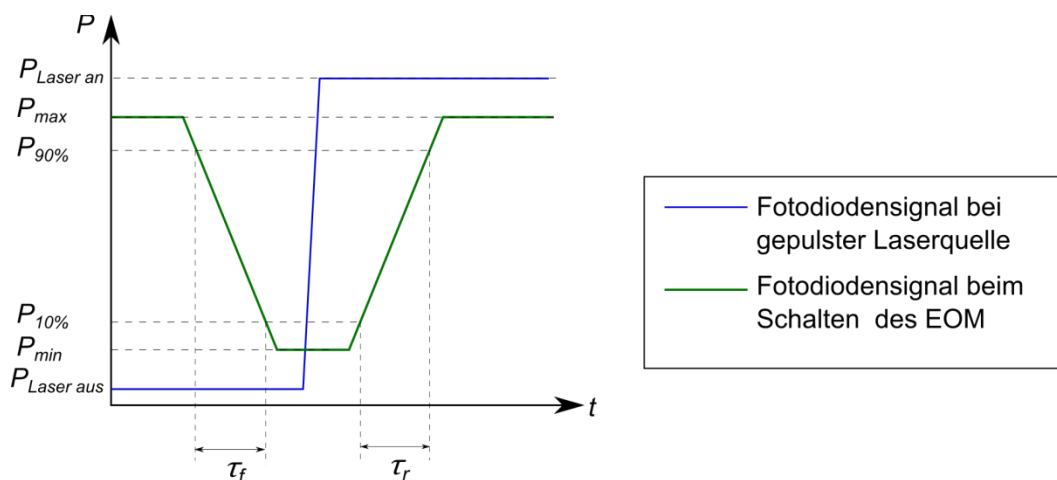


Abbildung 27: Skizze zur Ermittlung der Schaltzeiten, der Schalteffizienz, des Kontrastes und der relativen Amplitudendifferenz

Entsprechend der Formel (16) ergibt sich nach Abbildung 27 Formel (39) zur Berechnung der Schalteffizienz. Für die Berechnung des Kontrastes wird Formel (19) genutzt. Die relative Amplitudendifferenz berechnet sich nach Formel (21).

$$\eta_{EOM} = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} - P_{Laser\ aus}} \quad (39)$$

Die Signalverläufe unterliegen einem Signalrauschen, das zu Messungenauigkeiten führt. Darum wurde zur Berechnung der Schalteffizienz, des Kontrastes und der relativen Amplitudendifferenz der Mittelwert des jeweiligen Signalpegels gebildet. Aus den Standardabweichungen der Pegel konnten entsprechend den Formeln (40) bis (42) die jeweiligen Messungenauigkeiten ermittelt werden.

$$\Delta\eta_{EOM} = \left| \frac{\Delta P_{max} + \Delta P_{min}}{P_{max} - P_{Laser\ aus}} \right| + \left| - \frac{P_{max} - P_{min}}{(P_{max} - P_{Laser\ aus})^2} (\Delta P_{max} + \Delta P_{Laser\ aus}) \right| \quad (40)$$

$$\Delta C = \left| \frac{\Delta P_{max} + \Delta P_{min}}{P_{max} + P_{min}} \right| + \left| - \frac{P_{max} - P_{min}}{(P_{max} + P_{min})^2} (\Delta P_{max} + \Delta P_{min}) \right| \quad (41)$$

$$\Delta A = \left| \frac{\Delta P_{Laser\ an} + \Delta P_{max}}{P_{Laser\ an}} \right| + \left| - \frac{P_{Laser\ an} - P_{max}}{P_{Laser\ an}} \Delta P_{Laser\ an} \right| \quad (42)$$

3.5 Versuche zum Einfluss der Ansteuerung

Zur Ansteuerung des Modulators standen zwei Treiber gleicher Spezifikation zur Verfügung (Tabelle 4). Beide Treiber verfügen über einen analogen und einen digitalen Eingang. Der analoge Eingang kann mit einer Spannung zwischen 0 V und 1 V angesteuert werden. Der digitale Eingang ist ein 5V-TTL-Eingang.

Tabelle 4: Spezifikation der Treiber (POLYTEC GmbH, 2008)

	Treiber 1	Treiber 2
Seriennummer	3143	3093
Bandbreite	0 bis 30 MHz	
Abfall- /Anstiegszeit	8 ns	
Biasspannung	-500 V bis 500 V	
Drivespannung	138 V bis 182 V	

Die in diesem Kapitel beschriebenen Versuche wurden alle mit Laser 1 durchgeführt.

3.5.1 Untersuchung des analogen Eingangs

In diesem Versuch sollte untersucht werden, wie sich die Schalteffizienz in Abhängigkeit von der angelegten Spannung am Analogeingang ändert. Dazu wurde die in Abbildung 25 dargestellte Versuchsanordnung mit Treiber 1 genutzt. Untersucht wurde der am Analysator transmittierte Anteil mit Hilfe der Fotodiode 1. Der am Analysator reflektierte Anteil wurde von einer Strahlfalle absorbiert.

Für den Versuch wurden die in Tabelle 5 aufgelisteten Parameter gewählt. Zur Ansteuerung des Lasers und des elektrooptischen Modulators wurden Rechtecksignale verwendet.

Tabelle 5: Parameter für die Untersuchung des analogen Eingangs

Parameter	Wert
in EOM eingestrahlte Laserleistung	160 mW
Frequenz	100 kHz
Steuerspannung	182 V
Biasspannung	nachgeregelt
Highlevel Ansteuerung EOM	zwischen 0 V und 1 V
Lowlevel Ansteuerung EOM	0 V
Highlevel Ansteuerung Laser 1	5 V
Lowlevel Ansteuerung Laser 1	0 V

Die gemessene Schalteffizienz in Abbildung 28 zeigt, dass der Schaltvorgang im Bereich zwischen 0,4 V und 0,6 V stattfindet.

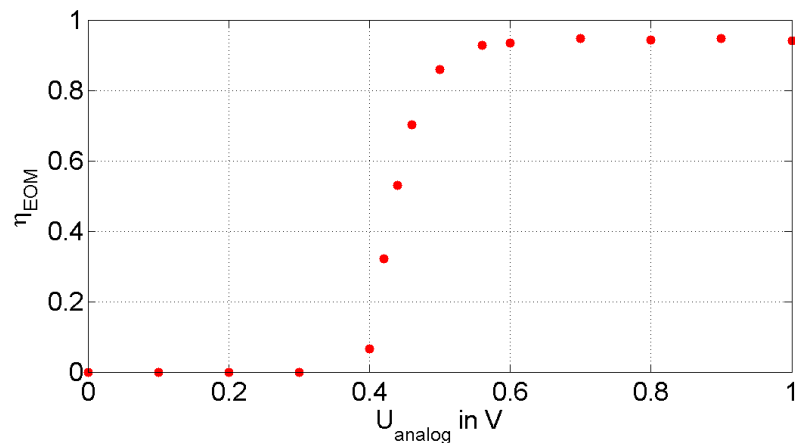


Abbildung 28: Schalteffizienz in Abhängigkeit von der angelegten Spannung am analogen Eingang

Der steile Anstieg der Schalteffizienz lässt sich anhand des Schemas in Abbildung 29 erklären.

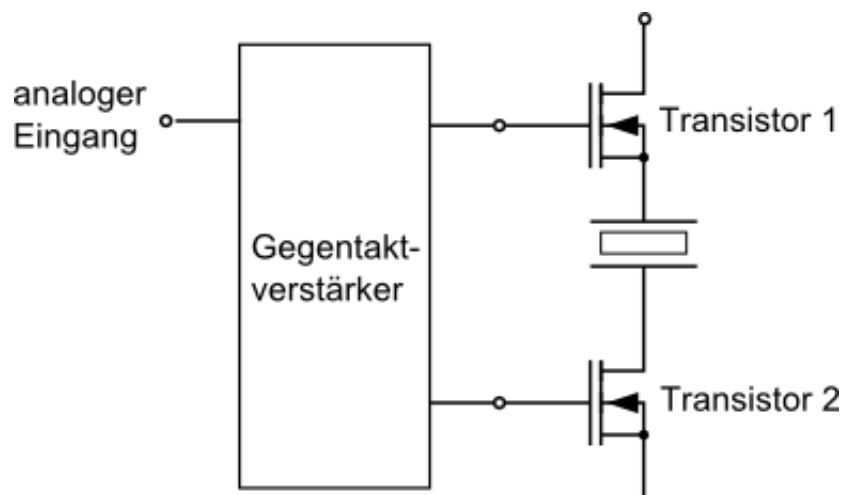


Abbildung 29: Schema der Ansteuerung des elektrooptischen Modulators

Das Eingangssignal wird von einem Gegentaktverstärker verarbeitet, der zwei Transistoren ansteuert. Dabei schalten die Transistoren entgegengesetzt zueinander, das heißt die Spannung über den einen Transistor folgt dem Eingangssignal und die Spannung über dem anderen Transistor ist dazu um 180° phasenverschoben. Die Elektroden werden getrennt voneinander angesteuert, da je ein Transistor eine Elektrode bedient. Dadurch besitzen die Elektroden verschiedene Ladungen. Diese Ladungen bestimmen den Potentialunterschied, der ein elektrisches Feld im Kristall hervorruft. Die Schalteffizienz ist abhängig von dieser elektrischen Feldstärke.

Die Transistoren besitzen ein unterschiedliches Schaltverhalten. Durch Messung der Spannungen über den Transistoren konnte das Schaltverhalten analysiert werden (Abbildung 30 und Abbildung 31). Es zeigt sich, dass bei Eingangsspannungen kleiner gleich $0,5 \text{ V}$ nur noch ein Transistor schaltet.

Dadurch sinken bei dieser Eingangsspannung die Ladungen und der Potentialunterschied. Folglich verringern sich auch die elektrische Feldstärke und die Schalteffizienz.

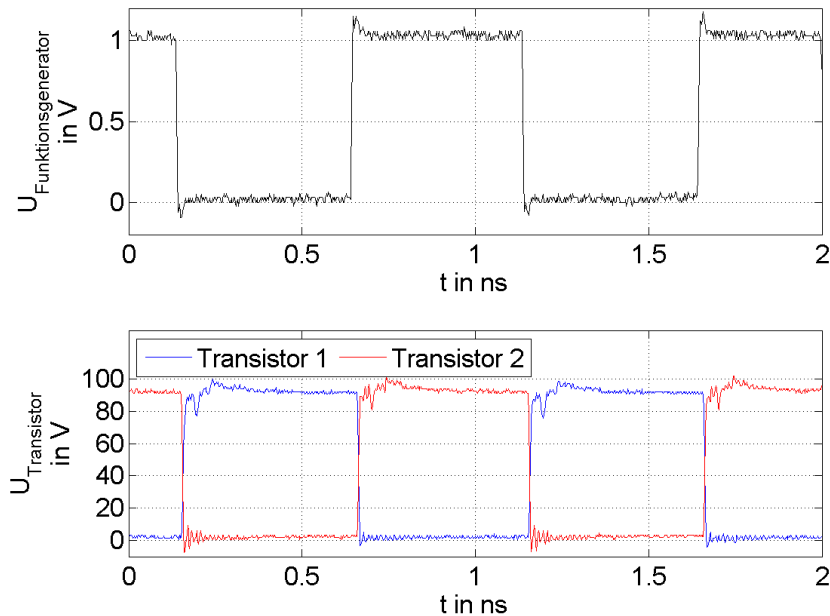


Abbildung 30: Schaltvorgang an den Transistoren bei 1 V Eingangsspannung

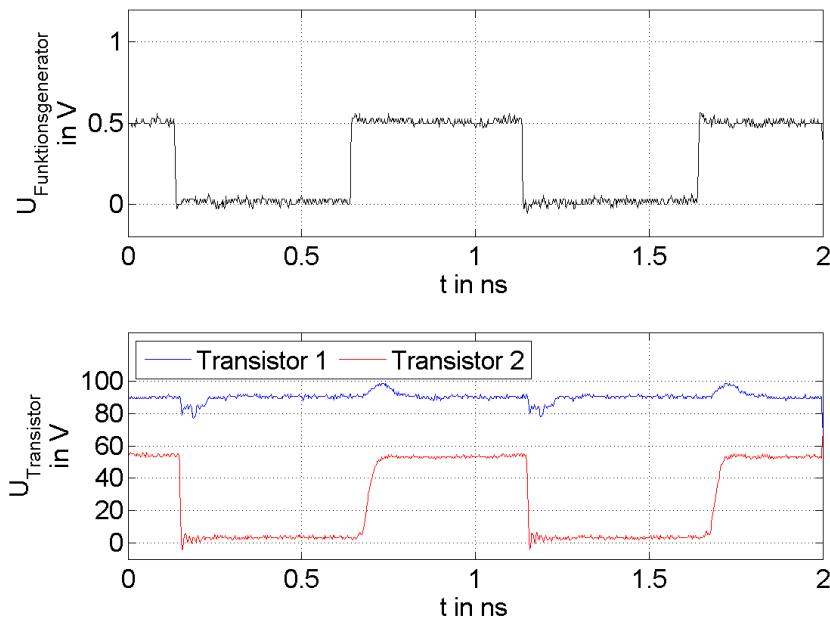


Abbildung 31: Schaltvorgang an den Transistoren bei 0,5 V Eingangsspannung

3.5.2 Vergleich analoger und digitaler Eingang

Ob die Wahl des Eingangs einen Einfluss auf die Schalteffizienz und die Schaltzeit hat, sollte in diesem Teil der Versuche herausgefunden werden. Der dafür genutzte Versuchsaufbau entspricht dem in Abbildung 25. Zur Ansteuerung wurden Rechtecksignale mit verschiedenen Frequenzen genutzt. Die Parameter für diesen Versuch sind in Tabelle 6 dargestellt.

Tabelle 6: Parameter zur Untersuchung des Einflusses des digitalen und analogen Eingangs

Parameter	analog	digital
eingestrahlte Laserleistung	160 mW	
Frequenz	100 kHz bis 40 MHz	100 kHz bis 20 MHz
Biasspannung	nachgeregelt	
Highlevel Ansteuerung EOM	1 V	5 V
Lowlevel Ansteuerung EOM	0 V	0 V
Highlevel Ansteuerung Laser 1	5 V	
Lowlevel Ansteuerung Laser 1	0 V	

Eine Taktung des Lasers bei Frequenzen von einigen MHz war nicht möglich. Aus diesem Grund wurde zuerst ein durch den EOM geschalteter Puls bei kontinuierlicher Ausgangsstrahlung und danach ein durch die Laserquelle mit 100 kHz geschalteter Puls bei ausgeschaltetem Modulator registriert (Abbildung 27). Aus den Signalverläufen wurden die Schalteffizienz, die Anstiegszeit und die Messungenauigkeiten entsprechend Kapitel 3.4 ermittelt.

Es zeigt sich, dass die Art der Ansteuerung keinen Einfluss auf die Schalteffizienz (Abbildung 32) und auf die Anstiegszeit des Fotodiodensignals (Abbildung 33) hat. Abweichungen zwischen den Messwerten liegen im Bereich der Messungenauigkeit aufgrund des Signalrauschens.

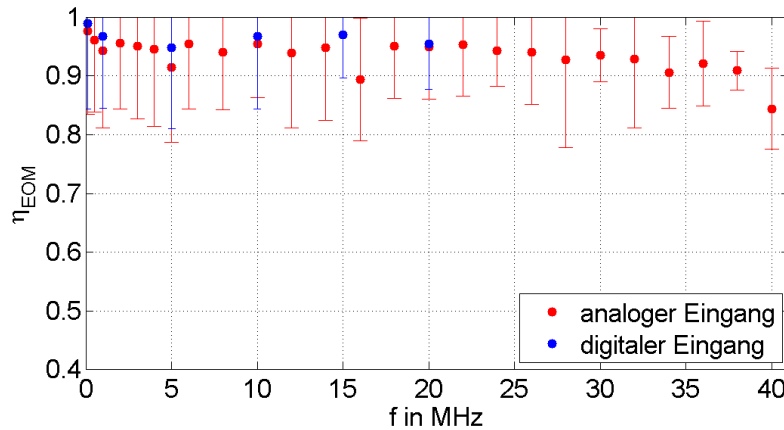


Abbildung 32: Schalteffizienz für den digitalen und den analogen Eingang in Abhängigkeit von der Frequenz

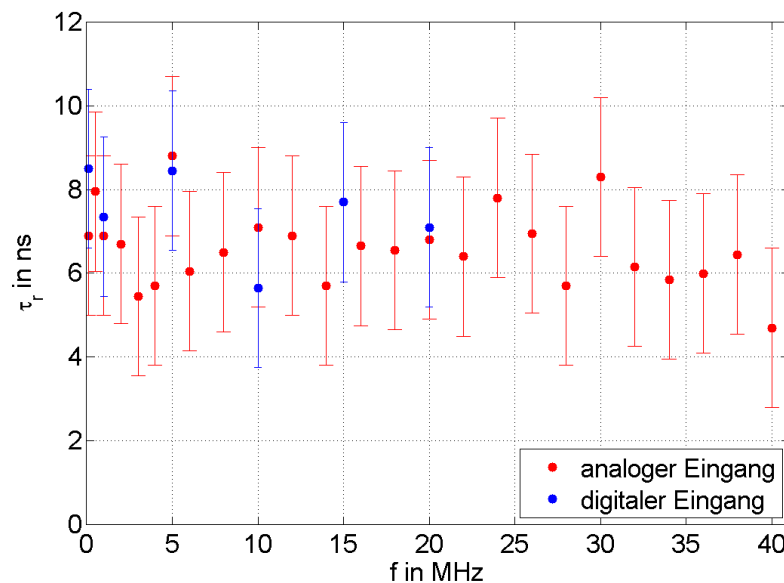


Abbildung 33: Anstiegszeit für den digitalen und den analogen Eingang in Abhängigkeit von der Frequenz

3.5.3 Vergleich der Treiber

Die Treiber 1 und 2 (Tabelle 4) sollten hinsichtlich der Schaltzeit verglichen werden. Am Versuchsaufbau wurde gegenüber den Versuchen 3.5.1 und 1.1.1 nichts verändert. Der Laser wurde in diesem Versuch kontinuierlich betrieben. Angesteuert wurden die Treiber mit einem Rechtecksignal am analogen Eingang. Die Parameter sind in Tabelle 7 aufgeführt.

Tabelle 7: Parameter für die Untersuchungen mit verschiedenen Treibern

Parameter	Wert
in EOM eingestrahlte Laserleistung	160 mW
Frequenz	100 kHz bis 25 MHz
Steuerspannung	182 V
Biasspannung	nachgeregelt
Highlevel Ansteuerung EOM	1 V
Lowlevel Ansteuerung EOM	0 V

Aus den Signalverläufen wurde die Anstiegszeit und die Messungenauigkeiten (Kapitel 3.4) ermittelt (Abbildung 34).

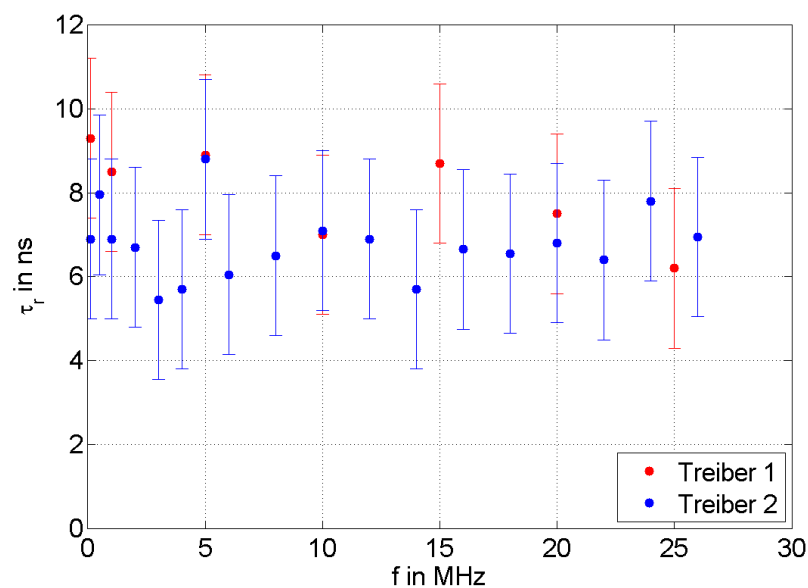


Abbildung 34: Anstiegszeiten in Abhängigkeit von der Frequenz für beide Treiber

Die Abweichungen in den Anstiegszeiten sind im Bereich der Messungenauigkeiten. Für die folgenden Versuche kann davon ausgegangen werden, dass die Wahl des Treibers keinen Einfluss auf die Anstiegszeit in einem Bereich von 0,1 MHz bis 25 MHz hat.

3.5.4 Wirkung der Biasspannung auf die Polarisation

An den Treibern besteht die Möglichkeit eine zusätzliche Gleichspannung, die Biasspannung, manuell einzustellen. Diese liegt unabhängig vom Eingangssignal ständig an den Elektroden an. Gemäß der Betriebsanleitung des Modulators ist diese Spannung für das Einstellen des modellspezifischen Arbeitspunktes notwendig. Durch sie kann die relative Phasenverschiebung $\Delta\varphi_{rel_0}$ eingestellt und dadurch die Transmissionskurve entlang der Spannungsachse verschoben werden (Formel (29) und Abbildung 35). (ConOptics, Inc.).

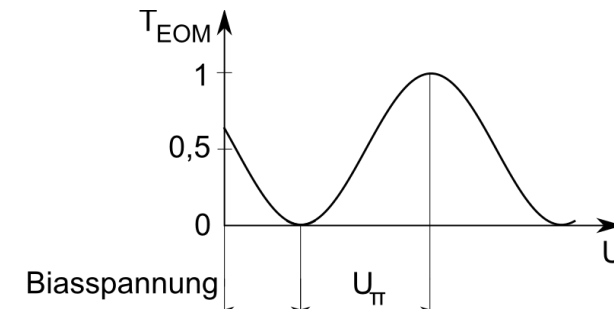


Abbildung 35: Einfluss der Biasspannung auf die Amplitudenmodulation

Wie die Biasspannung auf den Polarisationswinkel wirkt, wurde in diesem Abschnitt untersucht. Dazu wurden verschiedene Biasspannungen eingestellt und die zweite $\lambda/2$ -Platte des Versuchsaufbaus in Abbildung 25 so nachjustiert, dass ohne angelegtem Eingangssignal einmal die maximale Leistung und ein zweites Mal die minimale Leistung transmittiert wurde. Dabei wurde mit der Fotodiode 1 die am Analysator transmittierte Leistung aufgenommen.

Tabelle 8: Parameter für die Untersuchungen zur Biasspannung

Parameter	Wert
Laserleistung	160 mW
Biasspannung	Zwischen -400 V und 400 V variiert

In Abbildung 36 sind die für die jeweiligen Biasspannungen ermittelten Analysatorwinkel nach dem elektrooptischen Modulator dargestellt.

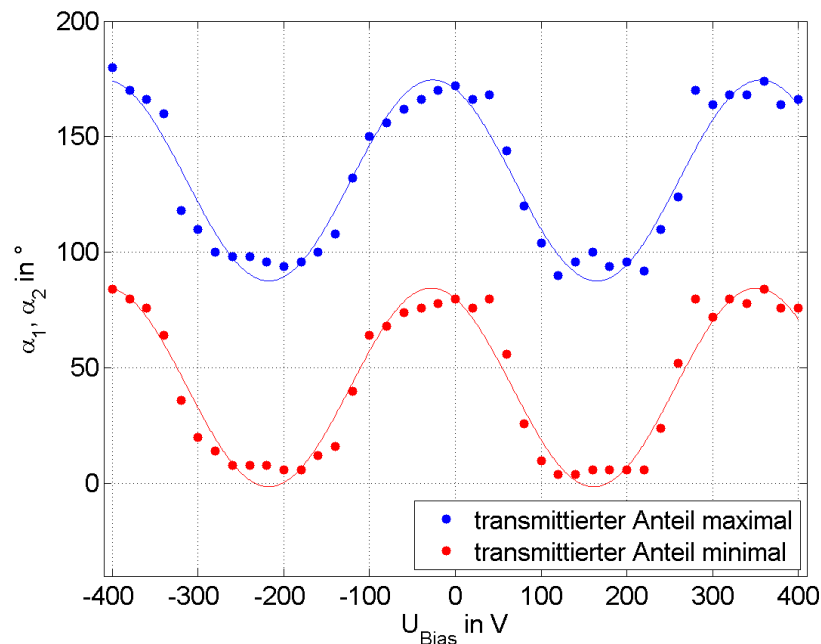



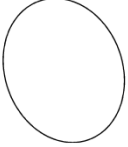


Abbildung 36: Abhängigkeit des Analysatorwinkels von der Biasspannung

Die Differenz der Polarisationswinkel für die maximale und die minimale transmittierte Leistung beträgt stets 90° .

Ist die Biasspannung nicht optimal eingestellt, so liegt nach dem EOM vermutlich keine lineare Polarisation vor. Dadurch wird eine geringere Schalteffizienz erreicht. Im Folgenden wird daher beschrieben, wie sich der Polarisationszustand in Abhängigkeit von der Biasspannung ändert. Die minimale transmittierte Leistung entspricht der kleinen Halbachse der Polarisationsellipse und die maximale transmittierte Leistung entspricht der großen Halbachse. Somit gibt das Verhältnis von minimal zu maximal transmittierter Leistung das Verhältnis der kleinen zur großen Halbachse der Polarisationsellipse wieder. In Tabelle 9 sind die rekonstruierten Polarisationsellipsen für verschiedene Biasspannungen dargestellt. Die optische Achse des Kristalls ist vertikal. Das Größenverhältnis zwischen den einzelnen Ellipsen ist nicht maßstabsgetreu.

Tabelle 9: Polarisationsellipsen

U_{Bias} in V	0	-100	-220	-300
Skizze der Polarisationsellipse				

In den Extrempunkten der in Abbildung 36 dargestellten Funktion kann somit nahezu linear polarisierte Strahlung angenommen werden. Dadurch werden bei diesen Biasspannungen die besten Schalteffizienzen erreicht. Für diese Extrempunkte konnte jedoch keine Ellipse rekonstruiert werden.

Zwischen den Extremwerten ändert sich die Polarisation über elliptische Polarisation bis zur um 90° gedrehten linearen Polarisation.

Unabhängig vom Eingangssignal liegt bei eingeschaltetem Treiber die Biasspannung an den Elektroden des Kristalls an. Dadurch wird ein elektrisches Feld aufgebaut, welches die Brechzahlen des Kristalls beeinflusst. In Abhängigkeit von der Biasspannung kommt es somit zu unterschiedlichen relativen Phasenverschiebungen (Kapitel 2.4.2). Das führt zu unterschiedlichen Polarisationsrichtungen und Polarisationszuständen entsprechend Abbildung 2.

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Charakterisierung des Analysatoraufbaus

Um eine Amplitudenmodulation zu erreichen ist es, wie in Kapitel 2.4.3 beschrieben, notwendig nach der Pockelszelle einen Analysator zu positionieren. Dafür war vom Hersteller ein polarisierender Strahlteilerwürfel am Modulator angebracht. Alternativ zu diesem Würfel wurde bei einigen Versuchen eine Anordnung aus einer $\lambda/2$ -Platte und einem Dünnschichtpolarisator eingesetzt. Die $\lambda/2$ -Platte war zum Einstellen der polarisierten Ausgangsstrahlung zum Dünnschichtpolarisator notwendig. In ersten Versuchen zeigte sich, dass mit dem polarisierenden Strahlteilerwürfel geringere Schalteffizienzen erreicht wurden als mit dem Dünnschichtpolarisator (Abbildung 37).

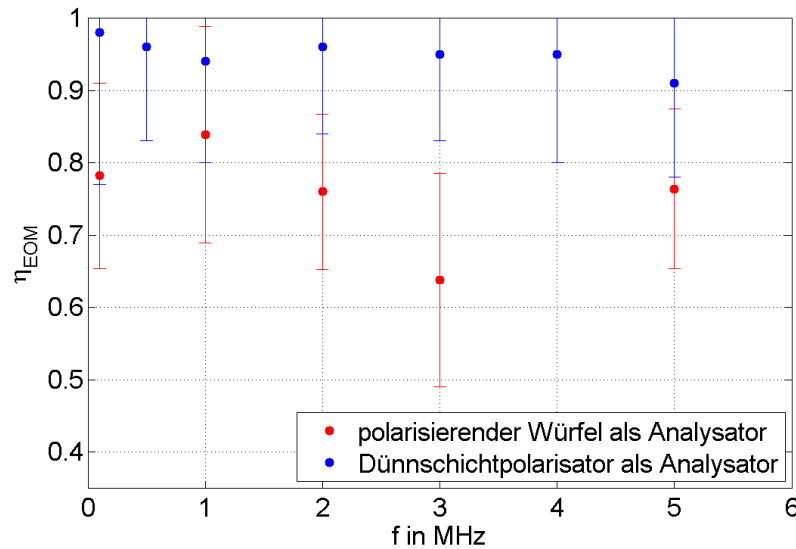


Abbildung 37: Vergleich der Schalteffizienzen mit Dünnschichtpolarisator und mit polarisierendem Strahlteilerwürfel

Um eine hohe Schalteffizienzen zu erreichen ist es unter anderem notwendig, dass ein großer Unterschied zwischen maximaler und minimaler Transmission erreicht werden kann (Formel (43)).

$$\eta_{EOM \max} = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max}} \quad (43)$$

Die schlechteren Schalteffizienzen mit dem polarisierenden Strahlteilerwürfel können auf zwei verschiedene Ursachen zurückgeführt werden. Eine Ursache könnte eine kleinere Differenz zwischen maximalen und minimalen Transmissionsgrad des polarisierenden Würfels im Vergleich zum Dünnschichtpolarisator sein. Eine andere Möglichkeit stellt eine schlechte Justage des Würfels zur optischen Achse des Modulators dar.

Um die Ursache zu ermitteln, sollte für beide Analysatoren der Transmissionsgrad in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel ermittelt werden. Der Polarisationswinkel beschreibt dabei den Winkel zwischen Polarisator 1 und Analysator.

Um den Polarisationswinkel gegenüber dem polarisierenden Strahlteilerwürfel zu verändern, wurde der Würfel in einen drehbaren Optikhalter befestigt. Die verwendeten Versuchsaufbauten sind in Abbildung 38 und Abbildung 39 dargestellt. Nach dem ersten Dünnschichtpolarisator stand parallel zur Tischebene linear polarisierte Strahlung zur Verfügung. Die Polarisationsrichtung nach den Dünnschichtpolarisatoren ist in Abbildung 38 und Abbildung 39 durch die kurzen roten Linien angedeutet.

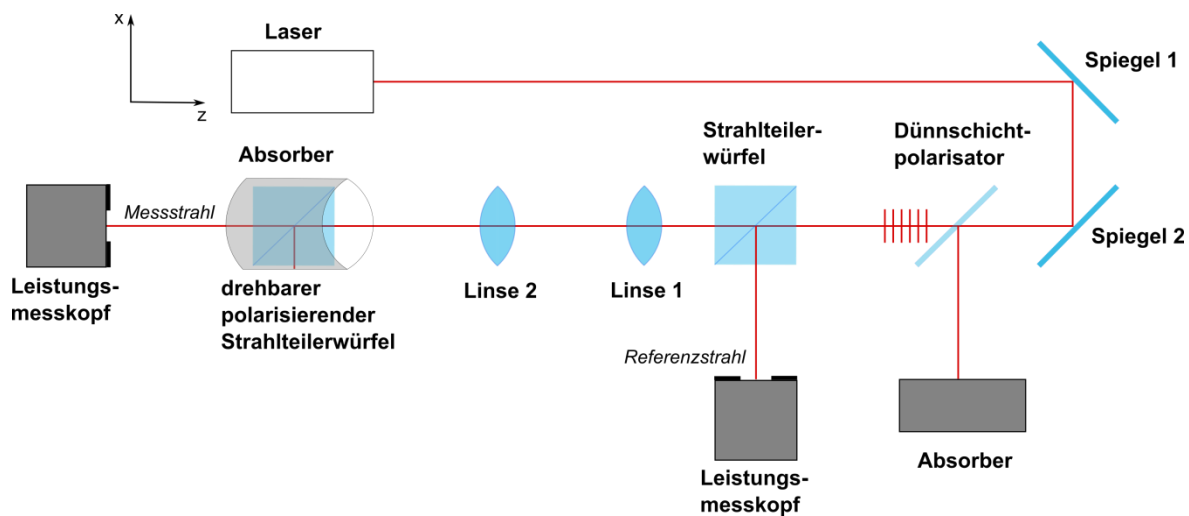


Abbildung 38: Versuchsaufbau zur Vermessung des polarisierenden Strahlteilerwürfels

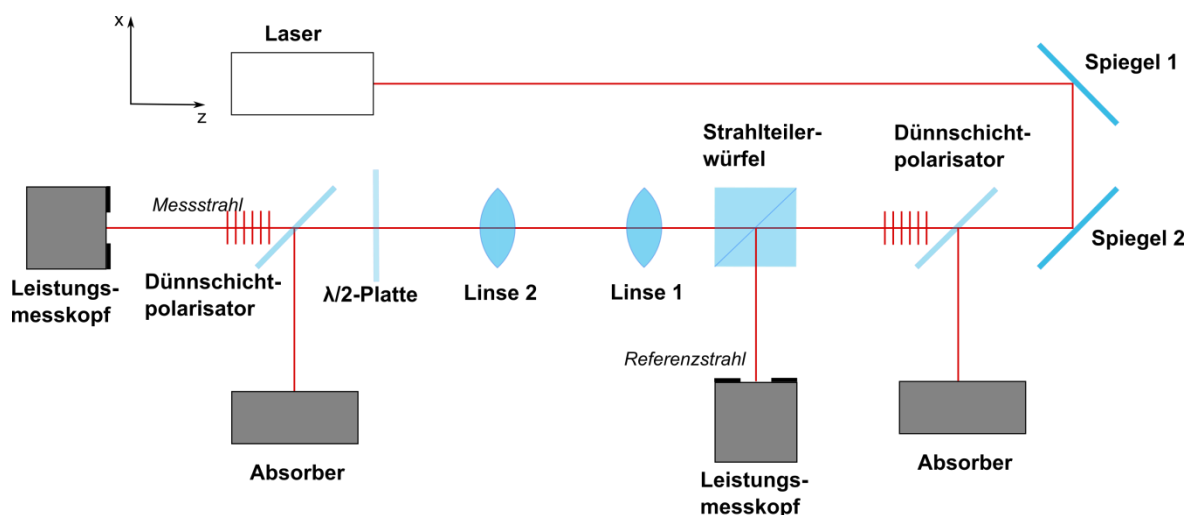


Abbildung 39: Versuchsaufbau zur Vermessung des Dünnschichtpolarisators

Da die Laserstrahlung des Laser 1 zum Teil zufällig und zum Teil unpolarisiert ist, wurde der erste Dünnschichtpolarisator zur Erzeugung linear polarisierter Strahlung benötigt. Die Laserleistung nach dem ersten Polarisator betrug ca. 600 mW. Durch die Drehung des polarisierenden Strahlteilerwürfels bzw. der $\lambda/2$ -Platte wurden verschiedene Polarisationswinkel eingestellt.

Zur Ermittlung des Transmissionsgrades T ist es notwendig die Laserleistung vor und hinter dem Analysator zu kennen (Formel (44)).

$$T = \frac{P_{Mess}}{P_{ein}} \quad (44)$$

Die Messunsicherheit für den Transmissionsgrad wird nach Formel (45) berechnet.

$$\Delta T = \left| \frac{\Delta P_{Mess}}{P_{ein}} \right| + \left| -\frac{P_{Mess}}{P_{ein}^2} \Delta P_{ein} \right| \quad (45)$$

Die Laserstrahlung vor dem Dünnschichtpolarisator 1 war hinsichtlich ihrer Polarisation nicht stabil. Das führte zu Leistungsschwankungen nach dem Dünnschichtpolarisator 1. Um den Einfluss dieser Leistungsschwankungen zu minimieren, wurde ein zweiter Leistungsmesskopf zur Referenzmessung eingebracht (Abbildung 38 und Abbildung 39).

Das Verhältnis zwischen Referenzleistung und Laserleistung vor dem Analysator wurde empirisch ermittelt.

$$0,55 \cdot P_{ein} = 0,45 \cdot P_{Referenz} \quad (46)$$

Mit Hilfe von Formel (47) konnte durch die Referenzmessung die Leistung vor dem Analysator berechnet werden. So war es möglich gleichzeitig die Leistung vor und nach dem Analysator zu ermitteln.

$$P_{ein} = 0,82 \cdot P_{Referenz} \quad (47)$$

Der Messfehler für die Leistung vor dem Analysator lässt sich entsprechend Formel (48) berechnen.

$$\Delta P_{ein} = 0,82 \cdot \Delta P_{Referenz} \quad (48)$$

Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 40 dargestellt.

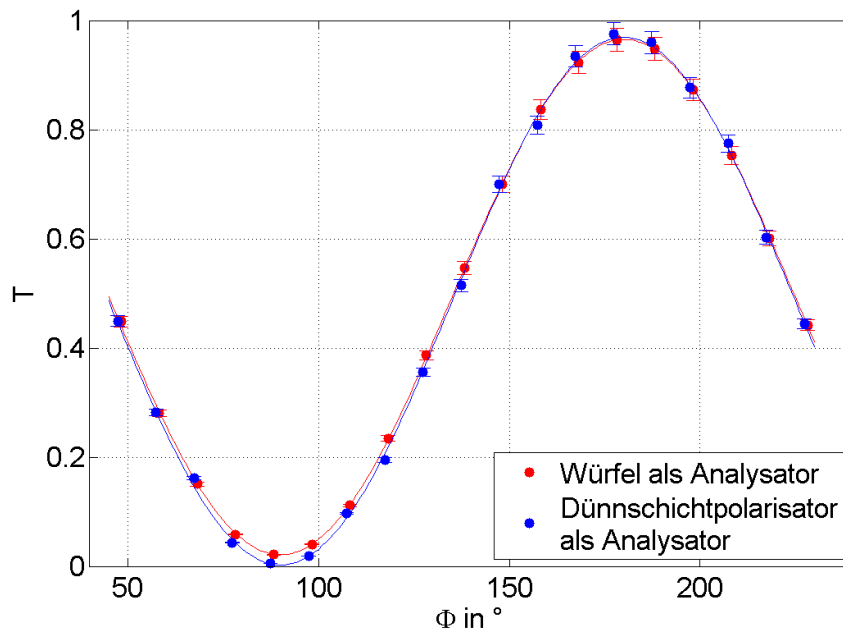


Abbildung 40: Abhängigkeit des Transmissionsgrades vom Polarisationswinkel ϕ für den verwendeten Dünnschichtpolarisator und den polarisierenden Strahlteilerwürfel

Der Kurvenverlauf folgt für beide Analysatoranordnungen dem Gesetz von Malus. Dementsprechend ist der Transmissionsgrad proportional zum \cos^2 des Polarisationswinkels. Dieser entspricht bei der obigen Versuchsanordnung dem Winkel zwischen Polarisator und Analysator. (Pedrotti, et al., 2002 S. 434 f).

Für den polarisierenden Strahlteilerwürfel konnte ein maximaler Transmissionsgrad von 96,5% und ein minimaler Transmissionsgrad von 2,2% ermittelt werden. Die Analysatoranordnung mit dem Dünnschichtpolarisator weist eine etwas höhere maximale Transmission von 97,7% auf. Es konnte auch mit dieser Anordnung eine geringere minimale Transmission von 0,6% erreicht werden.

Zur Abschätzung des Einflusses der Unterschiede im Transmissionsgrad auf die Schalteffizienz, wird ein idealer elektrooptischer Modulator mit ideal justiertem Polarisator und Analysator angenommen. Für dieses Modell berechnet sich die maximale Schalteffizienz gemäß Formel (43). Es ergibt sich bei Verwendung des polarisierenden Würfels eine maximale Schalteffizienz von 0,997 und für den Dünnschichtpolarisator von 0,994. Das bedeutet, dass die unterschiedlichen maximalen und minimalen Transmissionsgrade in diesem Fall nur einen sehr geringen Einfluss auf die Schalteffizienz hat. Die Unterschiede in den Schalteffizienzen in Abbildung 37 von über 10% sind nicht allein durch die unterschiedlichen Transmissionsgrade zu erklären. Es kann geschlussfolgert werden, dass der polarisierende Strahlteilerwürfel nicht exakt zur optischen Achse des Modulators ausgerichtet war.

4.2 Verluste am EOM

Durch Reflexion an den Grenzflächen der Kristalle, aber auch durch Absorption und Streuung treten Verluste im EOM auf. Im Folgenden soll der Anteil der Gesamtverluste ermittelt werden.

Dazu wurde an den in Abbildung 41 eingezeichneten Positionen die Leistung gemessen.

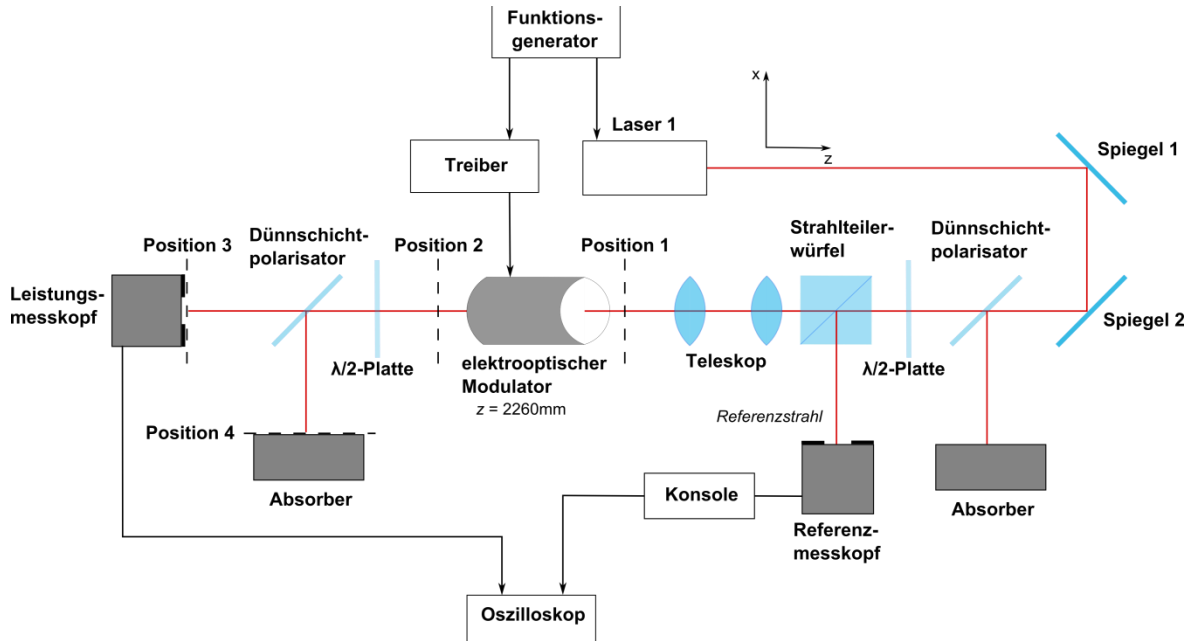


Abbildung 41: Messpositionen für die Messung der optischen Leistungsverluste

In diesem Versuch war es, aufgrund der unter Kapitel 4.1 erläuterten Leistungsschwankungen, notwendig eine Referenzmessung durchzuführen. Die von den Messköpfen erfassten Signale wurden auf einem Oszilloskop dargestellt. Für den eingestellten Messbereich konnten die am Oszilloskop dargestellten Spannungen entsprechend der Formel (49) für den Referenzmesskopf und der Formel (50) für den Messkopf an den Messpositionen in Leistungen umgerechnet werden. Die beiden Formeln wurden empirisch ermittelt.

$$P_{Referenz} = \frac{(U_{Referenz} - 0,046 \text{ V})}{0,019 \text{ V W}^{-1}} \quad (49)$$

$$P_{Mess q} = \frac{(U_{Mess q} - 0,02 \text{ V})}{0,02 \text{ V W}^{-1}} \quad (50)$$

Aus der Referenzleistung wurde mit Formel (46) aus Kapitel 4.1 die Laserleistung vor dem EOM berechnet. Der prozentuale Anteil der Verluste berechnet sich nach Formel (22) aus Kapitel 2.3.5. Dabei entspricht die Leistung P_0 in Formel (22) der an der Position 2 aufgenommenen Laserleistung $P_{Mess 2}$.

Der transmittierte bzw. reflektierte Anteil wurde gemäß Formel (51) ermittelt.

$$p_{trans/ref} = \frac{P_{Mess\ 3/4}}{P_{ein}} \cdot 100\% \quad (51)$$

Die Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 10 dargestellt.

Tabelle 10: Verluste im EOM und am Dünnschichtpolarisator transmittierte und reflektierte Anteile

	$p_{Verluste\ EOM}$	p_{trans}	p_{ref}
EOM aus	8% ± 2%	89% ± 5%	2% ± 2%
EOM an	8% ± 2%	9% ± 2%	83% ± 5%

Die Verluste am Modulator belaufen sich auf 8% ± 2%. Verluste an der $\lambda/2$ -Platte und am Dünnschichtpolarisator waren so klein, dass sie nicht nachgewiesen werden konnten.

Aufgrund des Reflexionsgrades des Kristalls ist zu vermuten, dass die Verluste hauptsächlich auf Reflexionsverluste zurückzuführen sind.

Zur Berechnung der absoluten Messungenauigkeiten wurde die Standardabweichungen der auf dem Oszilloskop dargestellten Signale ermittelt und diese mit Formel (52) in den absoluten Messungenauigkeiten der Leistungen umgerechnet.

$$\Delta P_{Referenz} = \frac{\sigma_{U_{Referenz}}}{0,019\ V\ W^{-1}} \quad \text{bzw.} \quad \Delta P_{Mess\ q} = \frac{\sigma_{U_{Mess\ q}}}{0,02\ V\ W^{-1}} \quad (52)$$

Daraus resultiert für die berechnete Laserleistung vor dem EOM eine absolute Messabweichung entsprechend Formel (48).

Der Fehler für die Verluste berechnet sich gemäß Formel (53).

$$\Delta p_{Verluste\ EOM} = \left| \frac{\Delta P_{ein} + \Delta P_{Mess\ 2}}{P_{ein}} \right| + \left| -\frac{P_{ein} - P_{Mess\ 2}}{P_{ein}^2} \cdot \Delta P_{ein} \right| \quad (53)$$

4.3 Untersuchungen zum Einfluss des Strahlradius auf die Anstiegszeit des Fotodiodensignals

Ziel des Versuchs war es herauszufinden, ob durch den Strahlradius die Anstiegszeit des Fotodiodensignals beeinflusst werden kann. Als Versuchsaufbau wurde die in Kapitel 3.3 beschriebene Anordnung genutzt.

Zusätzlich zu dem in Kapitel 3.3.1 charakterisierten Keplerteleskopaufbau wurden in diesem Versuch noch zwei weitere, in Tabelle 11 beschriebene Teleskopanordnungen genutzt. Dazu wurde der Abstand zwischen den beiden Linsen variiert und für die erste Optik Linsen mit verschiedenen Brennweiten eingesetzt. Die Brennweite der zweiten Linse betrug 100 mm. Die Schaltzeit konnte dadurch für drei verschiedene Strahlradien aufgezeichnet werden.

Zunächst musste der tatsächliche Strahlradius am Ort des elektrooptischen Modulators bestimmt werden. Bei einer Laserleistung von 10 mW wurde dafür das Strahlprofil auf einen CMOS-Chip abgebildet und mit Hilfe eines Matlabprogramms ausgewertet. Die Bestimmung des Strahlradius erfolgte nach der Methode des zweiten Momentes.

Die für die drei Teleskopanordnungen gemessenen Strahlradien sind in Tabelle 11 aufgelistet.

Tabelle 11: Teleskopaufbauten zur Verkleinerung des Strahlradius

f_{Linse1} in mm	f_{Linse2} in mm	Abstand der Linsen in mm	$w_{\sigma EOM}$ in mm
200	100	300	0,70
300		400	0,43
400		500	0,33

Für die Bestimmung der Schaltzeiten wurde das durch den Analysator transmittierte optische Signal von der Fotodiode 2 aufgezeichnet und die Anstiegszeiten bei den verschiedenen Frequenzen mittels Oszilloskop ermittelt. Die gewählten Parameter sind in Tabelle 12 notiert.

Tabelle 12: Parameter für die Untersuchung des Einflusses des Strahlradius auf die Schaltzeit

Parameter	Wert
in EOM eingestrahlte Laserleistung	100 mW
Frequenz	100 kHz bis 25 MHz
Steuerspannung	182 V
Biasspannung	Nachgeregelt
Highlevel Ansteuerung EOM	zwischen 0 V und 1 V
Lowlevel Ansteuerung EOM	0 V

Die ermittelten Anstiegszeiten sind in Abbildung 42 dargestellt. Die angegebene Messungenauigkeit bezieht sich auf die in Kapitel 3.4 angegebene Standardabweichung.

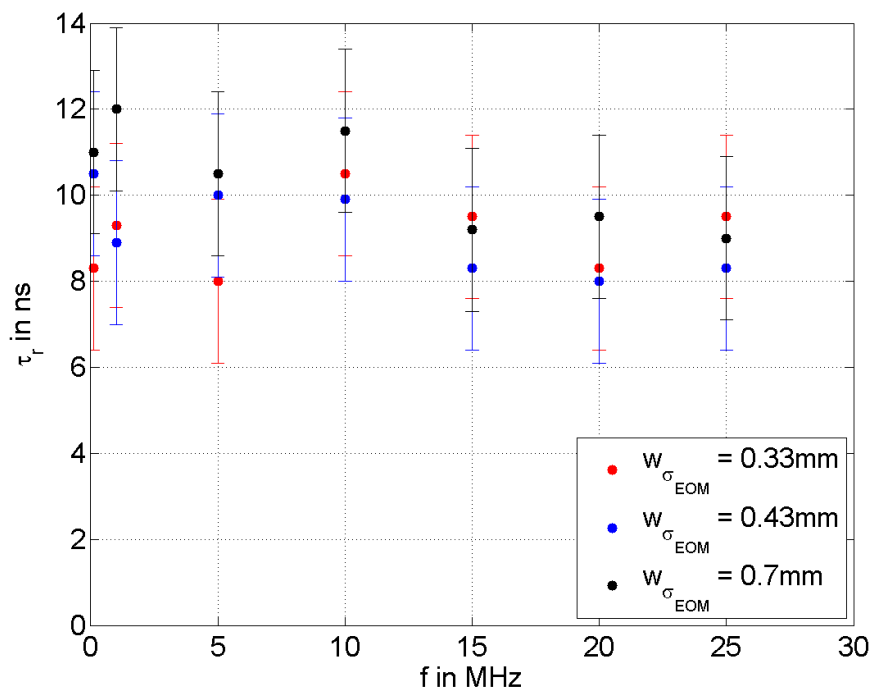


Abbildung 42: Anstiegszeit des Fotodiodensignals für verschiedene Strahlradien

Abweichungen zwischen den Anstiegszeiten liegen im Bereich der Messungenauigkeiten.

Abbildung 43 zeigt die Leistungsänderung des durch den Analysator transmittierten Strahlungsanteils beim Ausschalten des Modulators für die verschiedenen Strahlradien bei einer Frequenz von 100 kHz.

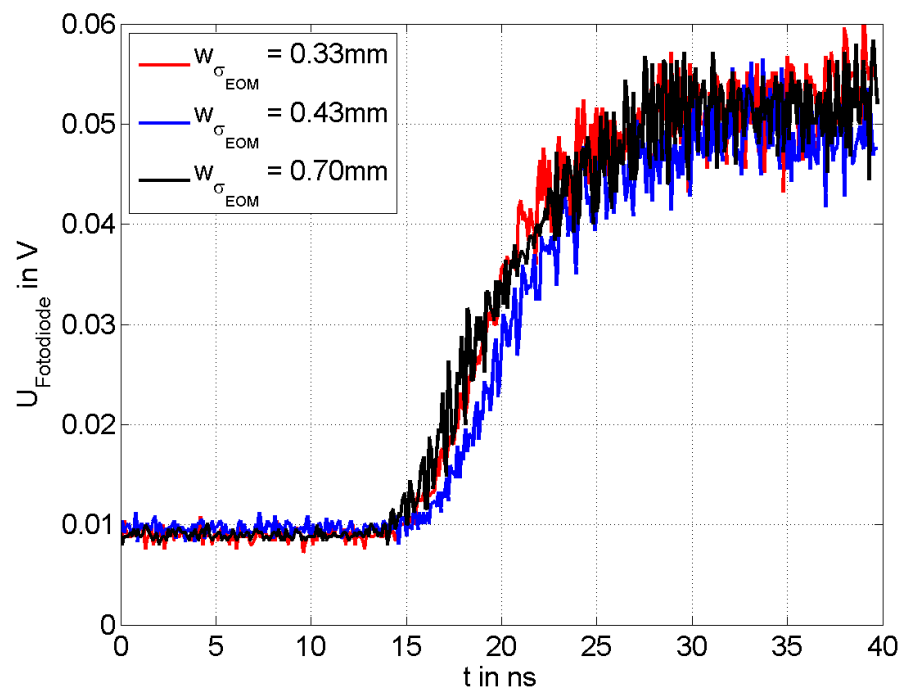


Abbildung 43: Anstiegsflanken bei unterschiedlichen Strahlradien und einer Frequenz von 100 kHz

Es scheint keine Abhängigkeit der Schaltzeit vom Strahlradius für Frequenzen bis 25 MHz und einer Laserleistung von 100 mW zu bestehen. Grund dafür kann sein, dass das elektrische Feld sich gleichmäßig über den durchstrahlten Bereich im Kristall auf- bzw. abbaut. In jedem Punkt des Strahlquerschnittes ist somit der Aufbau bzw. Abbau des elektrischen Feldes und dadurch auch die Brechzahländerung zu einem bestimmten Zeitpunkt gleich weit vorangeschritten. Die relative Phasenverschiebung jedes Teils des Strahlquerschnittes wird zur gleichen Zeit gleich moduliert.

4.4 Schalteffizienz in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel

Da die Strahlschaltung mittels elektrooptischen Modulators auf der Drehung der Polarisationsrichtung der Laserstrahlung im EOM beruht (Kapitel 2.4.3), kann die Schalteffizienz durch Veränderung der Polarisationsrichtung des eingestrahlten Laserstrahls variiert werden. Ziel des Versuchs war es, die Abhängigkeit der Schalteffizienz vom eingestrahlten Polarisationswinkel der Strahlung zur horizontalen Ebene zu analysieren. Der Versuch wurde mit der in Abbildung 44 dargestellten optischen Anordnung realisiert.

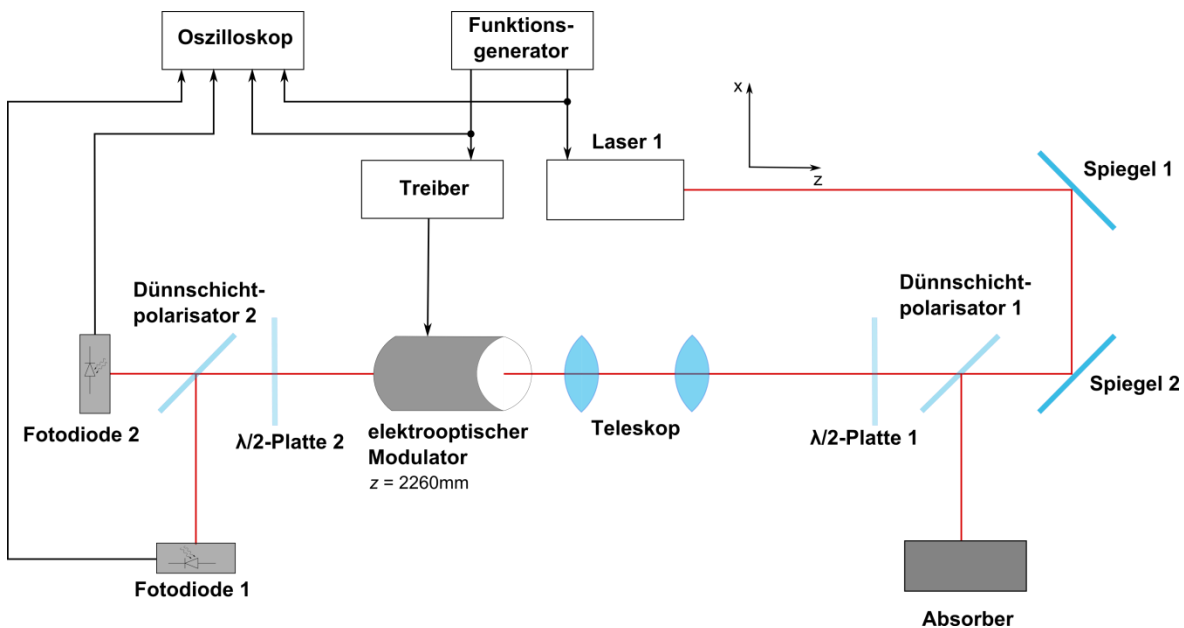


Abbildung 44: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Abhängigkeit zwischen Polarisationswinkel und Schalteffizienz

Der Analysator wurde zunächst parallel zur eingestrahlten Polarisationsrichtung, welche durch die $\lambda/2$ -Platte 1 bestimmt ist, eingestellt. Danach wurden die beiden $\lambda/2$ -Platten um den gleichen Winkel zur optischen Achse des Modulators so verdreht, dass die beste Effizienz erreicht wurde. Das ist nur möglich, wenn Polarisator und Analysator in einem Winkel von $+45^\circ$ oder -45° zur optischen Achse ausgerichtet sind. Aus diesem Grund wird davon ausgegangen, dass durch die beschriebene Vorgehensweise der Analysator in einem Winkel von ca. 45° zur optischen Achse des Kristalls justiert wurde.

Während des Versuches wurde der Polarisationswinkel mit Hilfe der $\lambda/2$ -Platte 1 eingestellt. Die Stellung des Analysators blieb aber konstant.

Sowohl der vom Dünnschichtpolarisator 2 reflektierte, als auch der transmittierte Strahlungsanteil wurden mit jeweils einer Fotodiode entsprechend Abbildung 44 aufgezeichnet. Die Bezeichnungen der Fotodioden entsprechen den Angaben in Tabelle 3. Aus den Signalverläufen wurde die Schalteffizienz für den vom Analysator transmittierten und reflektierten Anteil in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel am Eingang ermittelt. Da die am Oszilloskop aufgezeichneten Spannungen direkt proportional zur eingestrahnten Laserleistung auf den Fotodioden sind, wurden entsprechend Formel (54) und (55) zur Berechnung der Schalteffizienz die Mittelwerte der gemessenen Spannungen des jeweiligen Signalpegel genutzt. Das Bilden der Mittelwerte war aufgrund des Signalrauschens notwendig. Die für den Versuch genutzten Parameter sind in Tabelle 13 aufgelistet.

$$\eta_{EOM_{Ausschalter}} = \frac{U_{max} - U_{min}}{U_{max}} \quad (54)$$

$$\eta_{EOM_{Einschalter}} = \frac{U_{min} - U_{max}}{U_{max}} \quad (55)$$

Tabelle 13: Parameter zur Untersuchung der Abhängigkeit zwischen Polarisationswinkel und Schalteffizienz

Parameter	Wert
in EOM eingestrahlte Laserleistung	1 mW
Frequenz	100 kHz
Drivespannung	182 V
Biasspannung	ca. 0 V
Highlevel Ansteuerung EOM	1 V
Lowlevel Ansteuerung EOM	0 V

Zur Ermittlung der Messungenauigkeit durch das Signalrauschen wurde für die Spannungen U_{max} und U_{min} die Standardabweichung ermittelt. Aus diesen Werten berechnet sich nach Formel (56) die absolute Messungenauigkeit für die jeweilige Schalteffizienz.

$$\Delta\eta_{EOM} = \left| \frac{\sigma_{U_{max}} + \sigma_{U_{min}}}{U_{max}} \right| + \left| -\frac{U_{max} - U_{min}}{U_{max}^2} \cdot \sigma_{U_{max}} \right| \quad (56)$$

In Abbildung 45 ist die Schalteffizienz für verschiedene Polarisationswinkel dargestellt. Eine positive Effizienz bedeutet, dass mit Einschalten des äußeren elektrischen Feldes die gemessene Leistung abnimmt. Bei einer negativen Effizienz steigt die gemessene Leistung mit anlegen des äußeren elektrischen Feldes an.

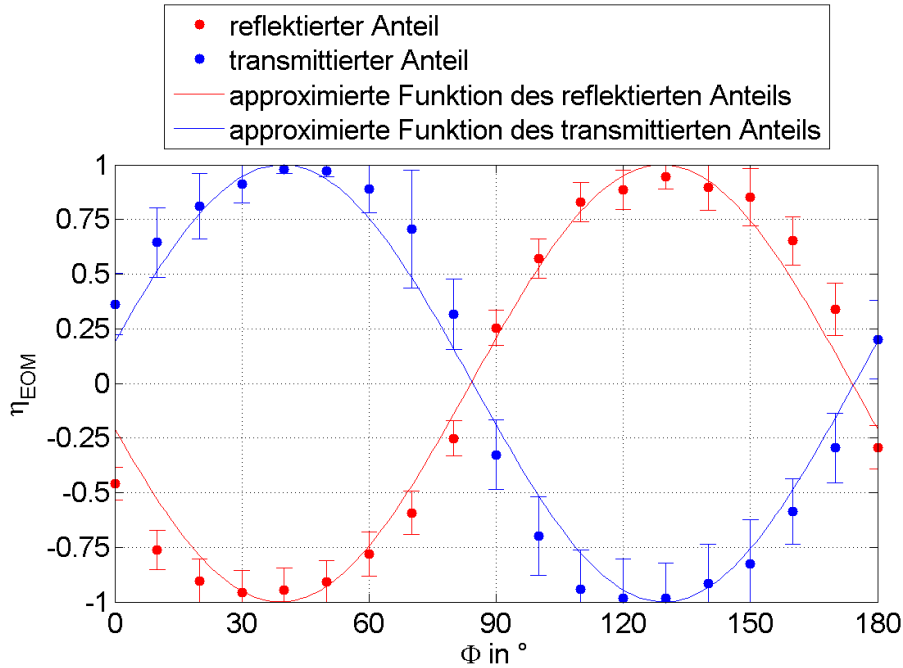


Abbildung 45: Schalteffizienz bei verschiedenen Polarisationswinkeln ϕ

Die Schalteffizienz ändert sich periodisch mit steigendem Polarisationswinkel. Diese periodische Änderung kann gemäß dem Gesetz von Malus durch eine \cos^2 -Funktion des Winkels zwischen eingestrahelter Polarisationsrichtung und des Analysators (Abbildung 46) angenähert werden (Formel (57) und (58)).

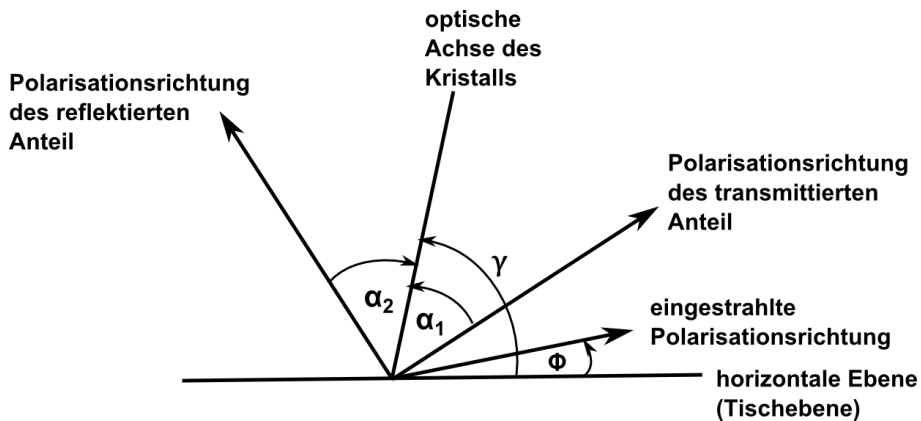


Abbildung 46: Polarisationswinkel und Winkel des Analysators für den transmittierten und den reflektierten Anteil

$$\eta_{EOM \text{ trans}} = 2 \cdot \cos^2(\gamma - \phi - \alpha_1) - 1 \quad (57)$$

$$\eta_{EOM \text{ ref}} = 2 \cdot \cos^2(\gamma - \phi - \alpha_2) - 1 \quad (58)$$

Es gibt jedoch Abweichungen zwischen den theoretischen Kurven (Formel (57) und (58)) und den Messwerten, die größer als die berechneten Fehler sind. Gründe dafür könnte die Messungenauigkeit der Polarisationswinkels sein. Auch die Ausrichtung des Analysators gegenüber der optischen Achse könnte nicht ideal (45°) sein.

Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass der Analysator in einem Winkel von 45° zur optischen Achse ausgerichtet ist. Die betragsmäßig größte Effizienz wird dann erreicht, wenn die eingestrahlte Welle parallel oder senkrecht zum Analysator polarisiert ist. Dabei ergibt die Summe des Polarisationswinkels ϕ und des Winkels des Analysators α_1 bzw. α_1 zur optischen Achse des Kristalls genau den Winkel γ , um den die optische Achse gegenüber der horizontalen Ebene verdreht ist. In dem Versuch betrug der Winkel γ ca. 84° .

Ist die Laserstrahlung jedoch parallel oder senkrecht zur optischen Achse des Kristalls polarisiert, so entsteht entweder nur ein ordentlicher oder nur ein außerordentlicher Strahl. Dadurch kann es nicht zu einer Phasenverschiebung zwischen den beiden Teilstrahlen kommen und die Polarisationsrichtung wird durch das elektrische Feld nicht gedreht. Es kann auch keine Strahlschaltung im Sinne einer Amplitudenmodulation erfolgen. Der elektrooptische Modulator wirkt in diesem Fall als Phasenmodulator entsprechend Kapitel 2.4.1.

4.5 Schalteffizienz, Kontrast, relative Amplitudendifferenz und Schaltzeit in Abhängigkeit der Schaltfrequenz

Für die ultraschnelle Strahlschaltung sollten die Schalteffizienz, der Kontrast und die Schaltzeiten für Schaltfrequenzen bis zu 40 MHz untersucht werden. Die Schaltfrequenz ist die vom Funktionsgenerator erzeugte Frequenz. Für die Untersuchungen wurde der in Kapitel 3.3 beschriebene Versuchsaufbau genutzt. Polarisator und Analysator wurden entsprechend Kapitel 4.4 parallel zueinander justiert. Die für diesen Versuch verwendeten Parameter sind in Tabelle 14 dargestellt. Die experimentelle Vorgehensweise entspricht dem in Kapitel 3.4 beschriebenen Verfahren. Aus den aufgezeichneten Signalen wurde die Schalteffizienz, der Kontrast, die relative Amplitudendifferenz, die Schaltzeit und die jeweils dazugehörige Messungenauigkeit gemäß Kapitel 3.4 bestimmt.

Tabelle 14: Parameter für die Untersuchungen in Abhängigkeit der Schaltfrequenzen

Parameter	Wert
in EOM eingestrahlte Laserleistung	200 mW
Schaltfrequenz	100 kHz bis 40 MHz
Drivespannung	182 V
Biasspannung	ca. 0 V, nachgeregelt
Highlevel Ansteuerung EOM	1 V
Lowlevel Ansteuerung EOM	0 V
Highlevel Ansteuerung Laserquelle	5 V
Lowlevel Ansteuerung Laserquelle	0 V
Frequenz Ansteuerung Laserquelle	100 kHz

Die ermittelten Werte für Kontrast und Schalteffizienz sind in Abbildung 47 dargestellt.

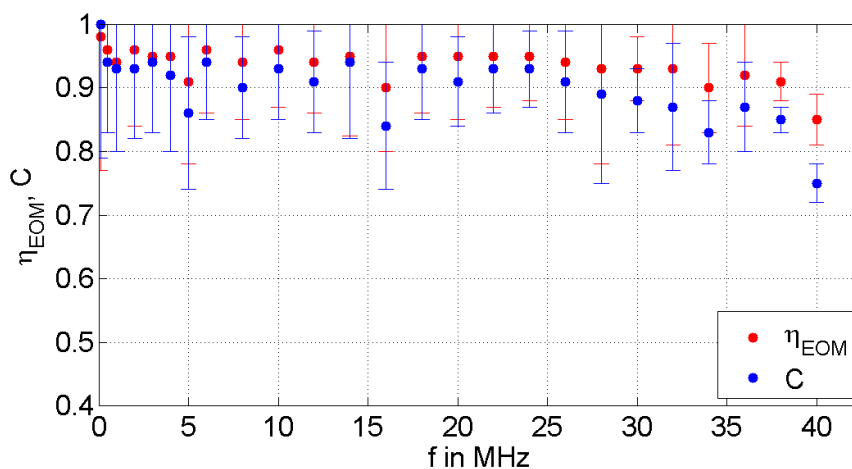


Abbildung 47: Schalteffizienz und Kontrast für verschiedene Frequenzen

In dem untersuchten Frequenzbereich konnte eine Schalteffizienz von bis zu 95% und ein Kontrast von 92% erreicht werden. Ab einer Schaltfrequenz von 30 MHz scheint die Schalteffizienz und der Kontrast abzufallen. Jedoch liegen die Änderungen im Bereich des Messfehlers. Bei diesen Schaltfrequenzen kommt es aber zu einem Verschleifen der Signalpegel, das heißt der Signalverlauf wird immer mehr verrundet. In Abbildung 48 ist das Verschleifen des Fotodiodensignals von 40 MHz im Vergleich zu einem Fotodiodensignal bei 100 kHz dargestellt. Man erkennt, dass bei 40 MHz das Nullniveau nicht mehr erreicht wird.

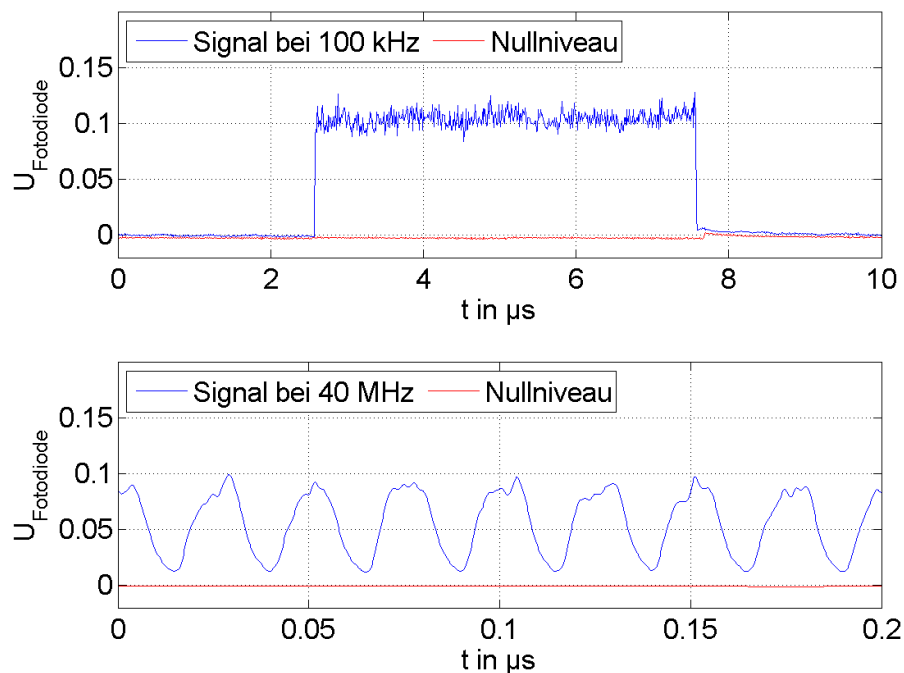


Abbildung 48: Signalverlauf des Fotodiodensignals auf dem Oszilloskop bei einer Schaltfrequenz von 100 kHz und 40 MHz

Mit höheren Frequenzen ist die zum Schalten zur Verfügung stehende Zeit geringer und der Strahl kann nicht mehr vollständig ausgeschaltet werden, bevor das elektrische Feld wieder abgeschaltet wird. Dadurch verkleinert sich die Differenz zwischen den Signalpegeln. Da Schalteffizienz und Kontrast von dieser Differenz abhängen, nehmen auch die Schalteffizienz und der Kontrast ab. Grund für die veränderten Signalpegel ist, dass bei hohen Frequenzen auch die Signalpegel des Rechtecksignals des Funktionsgenerators verrundet sind. Der Modulator folgt lediglich dem durch den Funktionsgenerator vorgegebenen Signalverlauf. Das von der Fotodiode registrierte Lasersignal ähnelt somit dem Funktionsgeneratorsignal (Abbildung 49).

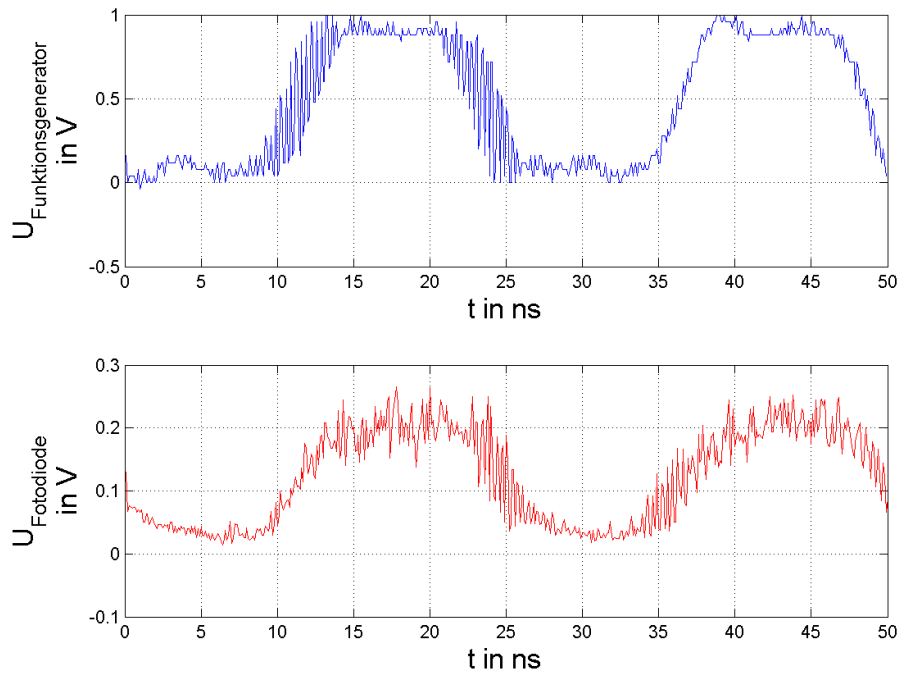


Abbildung 49: Fotodiodensignal und Signal des Funktionsgenerators bei 40 MHz

Da der Strahl bei hohen Frequenzen nicht mehr vollständig an- und ausgeschaltet wird, erreicht die Laserleistung nicht mehr den selben Maximal- bzw. Minimalwert wie bei kleineren Frequenzen (z.B. 100 kHz). Diese relative Amplitudendifferenz (Kapitel 2.3.3) ist zusätzlich zum Kontrast und der Schalteffizienz in Abbildung 50 dargestellt.

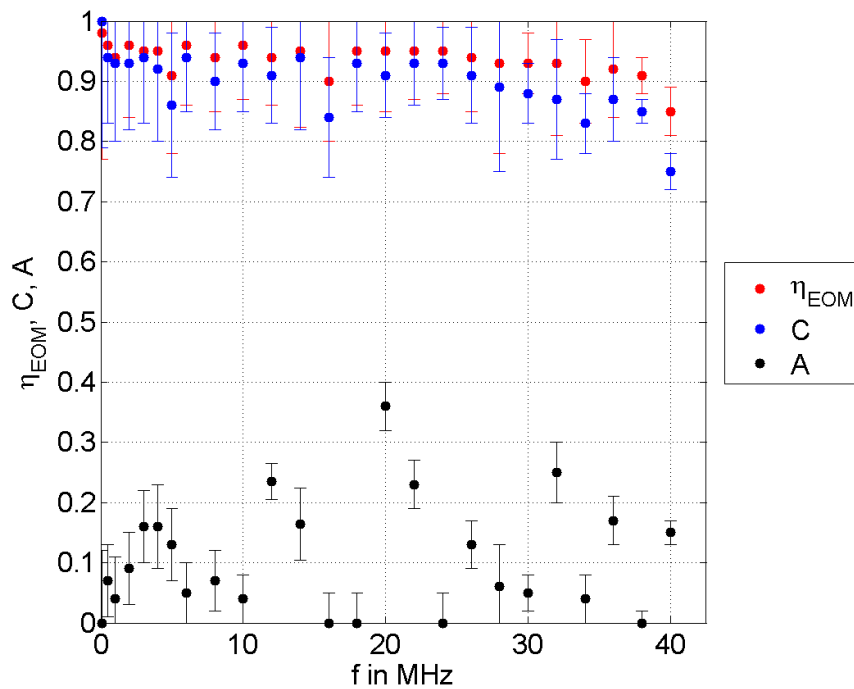


Abbildung 50: Abbildung 47 mit den relativen Amplitudendifferenzen

Die großen relativen Amplitudendifferenzen werden durch die Schwankungen der Laserleistung (Abbildung 51) hervorgerufen. Da der Laserpuls bei ausgeschaltetem EOM immer nach der Strahlschaltung mit dem EOM aufgenommen wurde, besteht eine zeitliche Differenz von zirka einer Minute zwischen den beiden Aufnahmen. Innerhalb dieser Zeitspanne konnte es zur Veränderung der Laserleistung kommen. Die ermittelten Werte für die relative Amplitudendifferenz entsprechen somit nicht dem erwarteten Verlauf. Theoretisch müsste die Amplitudendifferenz im untersuchten Frequenzbereich nahe Null sein. Erst wenn die Schalteffizienz und der Kontrast abnehmen sollte die relative Amplitudendifferenz ansteigen.

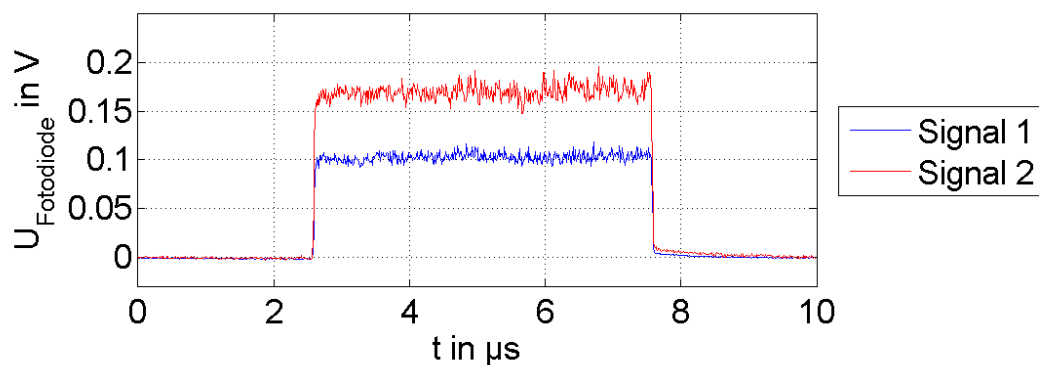


Abbildung 51: Zwei Laserpulse bei ausgeschaltetem EOM mit gleichen eingestellten Parametern (Frequenz: 100 kHz) aufgenommen in einem zeitlichen Abstand von 5 Minuten

Auch die Schaltzeiten wurden aus den Fotodiodesignalen ermittelt (Abbildung 52).

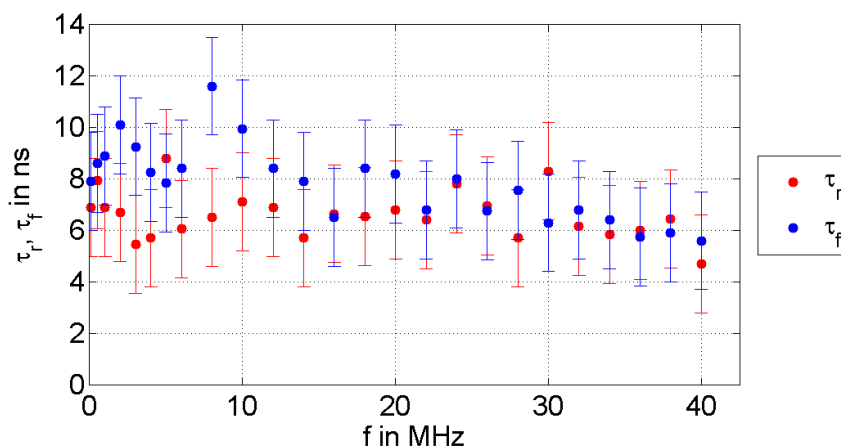


Abbildung 52: Schaltzeiten in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz

Auch die Änderung der Schaltzeiten liegen für diesen Frequenzbereich im Bereich der Messfehler. Die scheinbar kürzeren Anstiegs- und Abfallzeiten bei Frequenzen ab 30 MHz hängen mit dem Funktionsgeneratorsignal zusammen. Das gewünschte Rechtecksignal geht bei höheren Frequenzen immer mehr in ein Sinussignal über. Durch dieses Verschleifen des Signales werden sowohl der minimale, als auch der maximale Signalpegel nicht mehr erreicht. Da das Fotodiodensignal dem vom Funktionsgenerator bereitgestelltem Signalverlauf folgt, nimmt auch bei diesem Signal die Differenz zwischen maximalen und minimalen Schaltpegel ab. Die Anstiegs- bzw. Abfallgeschwindigkeit bleibt jedoch konstant. Durch die geringere Differenz zwischen maximalem und minimalem Pegel wird eine kleinere Anstiegs- bzw. Abfallzeit gemessen (Abbildung 48).

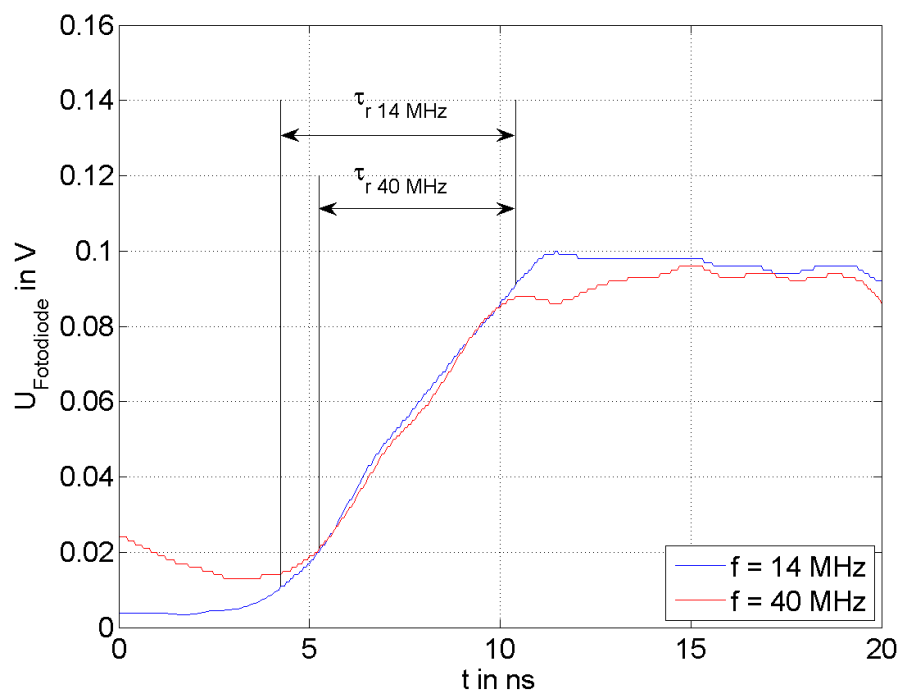


Abbildung 53: Fotodiodensignale beim Ausschaltvorgang für zwei verschiedene Schaltfrequenzen

4.6 Wirkung des Schaltvorgangs auf das Strahlprofil

Ziel des Versuchs war es die Beeinflussung des Strahlprofils durch den elektrooptischen Modulator zu untersuchen. Da die Funktionsweise des Modulators auf einer Änderung der Polarisationsrichtung basiert, sollten die Strahlprofile mit und ohne Analysator verglichen werden. Dazu wurde sowohl der am Analysator transmittierte als auch der reflektierte Anteil betrachtet. Um Veränderungen in den Randbereichen zu detektieren, wurden verschiedene laterale Einstrahlpositionen in Bezug auf den Kristall gewählt (Abbildung 54). Dazu wurde der Strahl relativ zum Kristall nach links, rechts, oben und unten um jeweils 1mm gegenüber der zentralen Lage im Kristall verschoben.

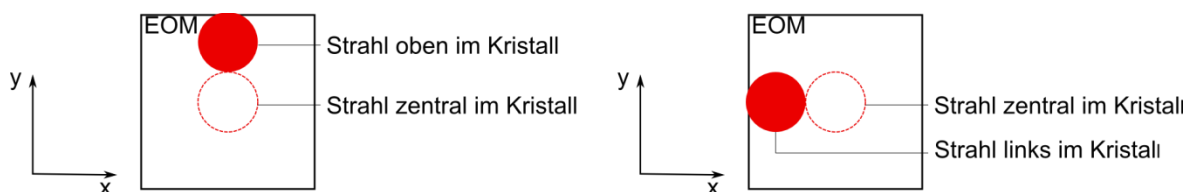


Abbildung 54: Relative Verschiebung des Strahls zum Kristall für zwei Positionen

Die Strahlprofile wurden mit einem CMOS-Chip bei einer Laserleistung von 600 μW direkt aufgenommen. Da die optische Leistung Schwankungen unterlag, wie in Kapitel 1.1 beschrieben, wurde eine Referenzmessung mit einem Leistungsmesskopf durchgeführt.

Als erstes erfolgte eine Vergleichsmessung ohne EOM im Strahlengang (Abbildung 55 a).

Danach wurden die Strahlprofile für die fünf verschiedenen Positionen des Strahls relativ zum Kristall nur mit Modulator aufgenommen (Abbildung 55 b). Dadurch konnte unabhängig von der Ausgangspolarisation der Einfluss des Kristalls auf das Strahlprofil bestimmt werden.

Um Änderungen in der Ausgangspolarisation zu detektieren, wurden anschließend die $\lambda/2$ -Platte 2 und der Dünnschichtpolarisator 2 wieder in den Strahlengang eingebracht. Mit diesem Aufbau wurde sowohl das Strahlprofil des am Dünnschichtpolarisator 2 transmittierten (Abbildung 55 c) als auch des reflektierten Anteils (Abbildung 55 d) vermessen.

Alle Messungen wurden bei ausgeschaltetem und bei eingeschaltetem Modulator durchgeführt. Die geometrische Länge des Strahlweges bis zum CMOS-Chip wurde konstant gehalten. Dadurch wurde immer an derselben z-Position der Strahlkaustik gemessen. Die Strahlkaustik stimmt mit der in Kapitel 3.3.1 untersuchten Kaustik nach dem Teleskop überein.

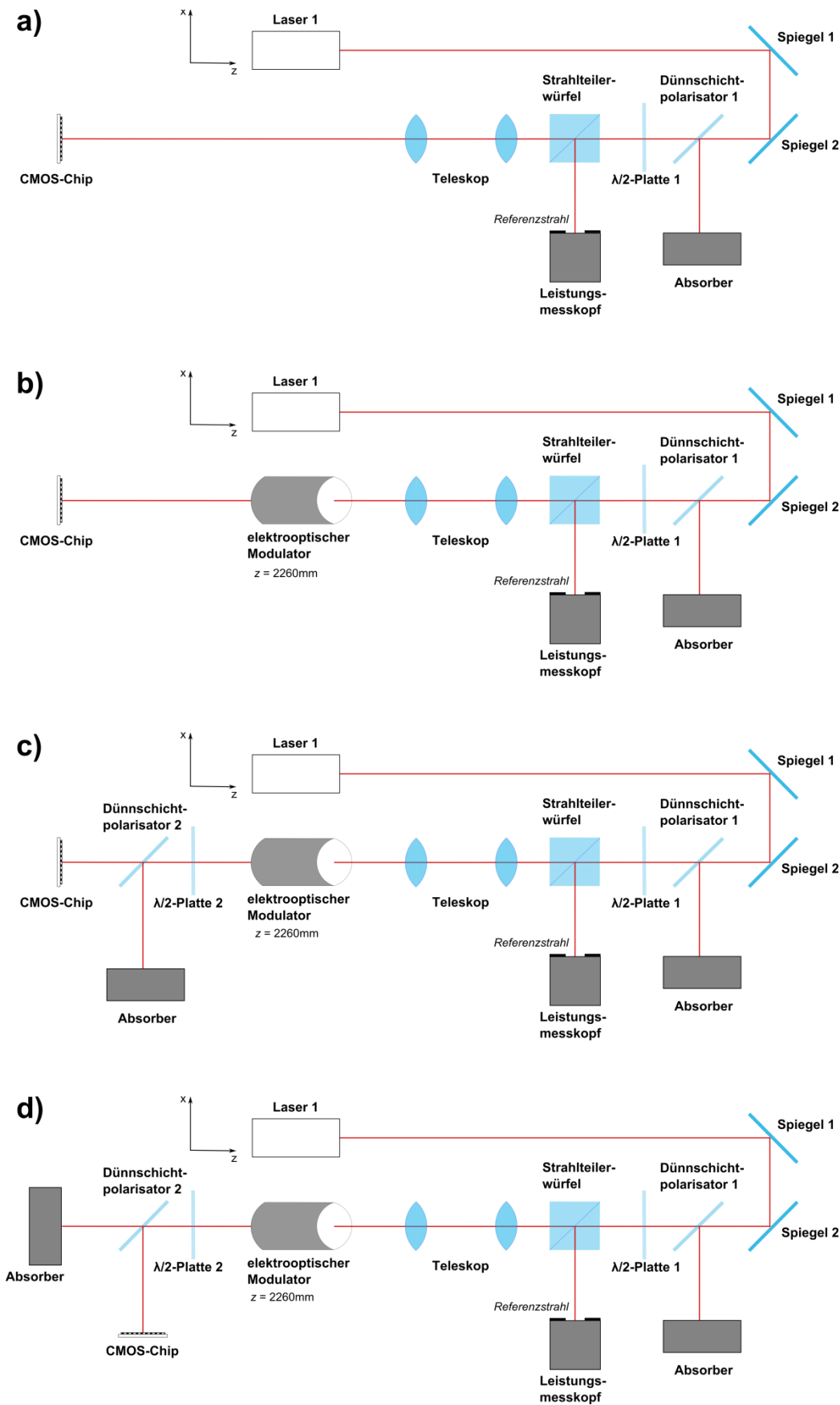


Abbildung 55: Versuchsanordnungen zur Untersuchung des Strahlprofils

Mit Hilfe des CMOS-Chips wurde ein Graustufenbild erzeugt. Die Auswertung des Bildes erfolgte mittels Matlab. Dabei wurden die Strahlprofile geglättet und eine Untergrundkorrektur vorgenommen. Die Grauwerte des aufgenommenen Bildes spiegeln die eingestrahlte Intensität wieder. Je heller ein Pixel ist, desto größer war die eingestrahlte Intensität. Sie sind aber auch von der Belichtungszeit und der Verstärkung abhängig. Dementsprechend ist ein Bild umso heller je länger es belichtet wurde. Da die Verstärkung bei diesem Versuch nicht verändert wurde gilt Formel (59).

$$G_P \sim I_P \cdot t_{\text{Belichtung Bild}} \quad (59)$$

Für zwei Pixel von zwei verschiedenen Bildern mit gleichen Grauwerten, aber unterschiedlichen Belichtungszeiten gilt demzufolge

$$\frac{I_{P \text{ Bild1}}}{I_{P \text{ Bild2}}} = \frac{t_{\text{Belichtung Bild2}}}{t_{\text{Belichtung Bild1}}} \quad (60)$$

Durch das Verhältnis der Belichtungszeiten konnten somit die Intensitäten der einzelnen Strahlprofile miteinander verglichen werden.

Für jede Position des Strahls wurden sowohl bei eingeschaltetem als auch bei ausgeschaltetem Modulator die Strahlprofile des reflektierten Anteils, des transmittierten Anteils und das Strahlprofil ohne Analysator gegenübergestellt. Die Strahlprofile wurden dabei auf die maximale Intensität I_{\max} des Strahlprofils ohne Analysator normiert. Das Strahlprofil ohne EOM ist in Abbildung 56 dargestellt.

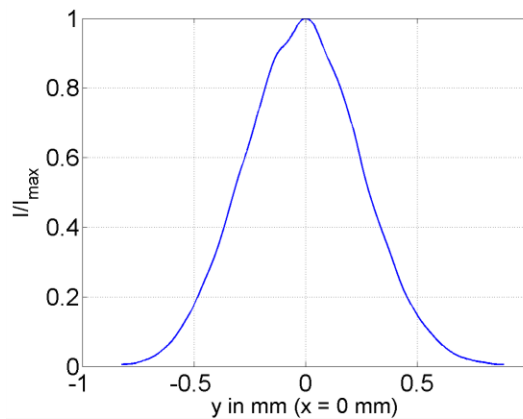
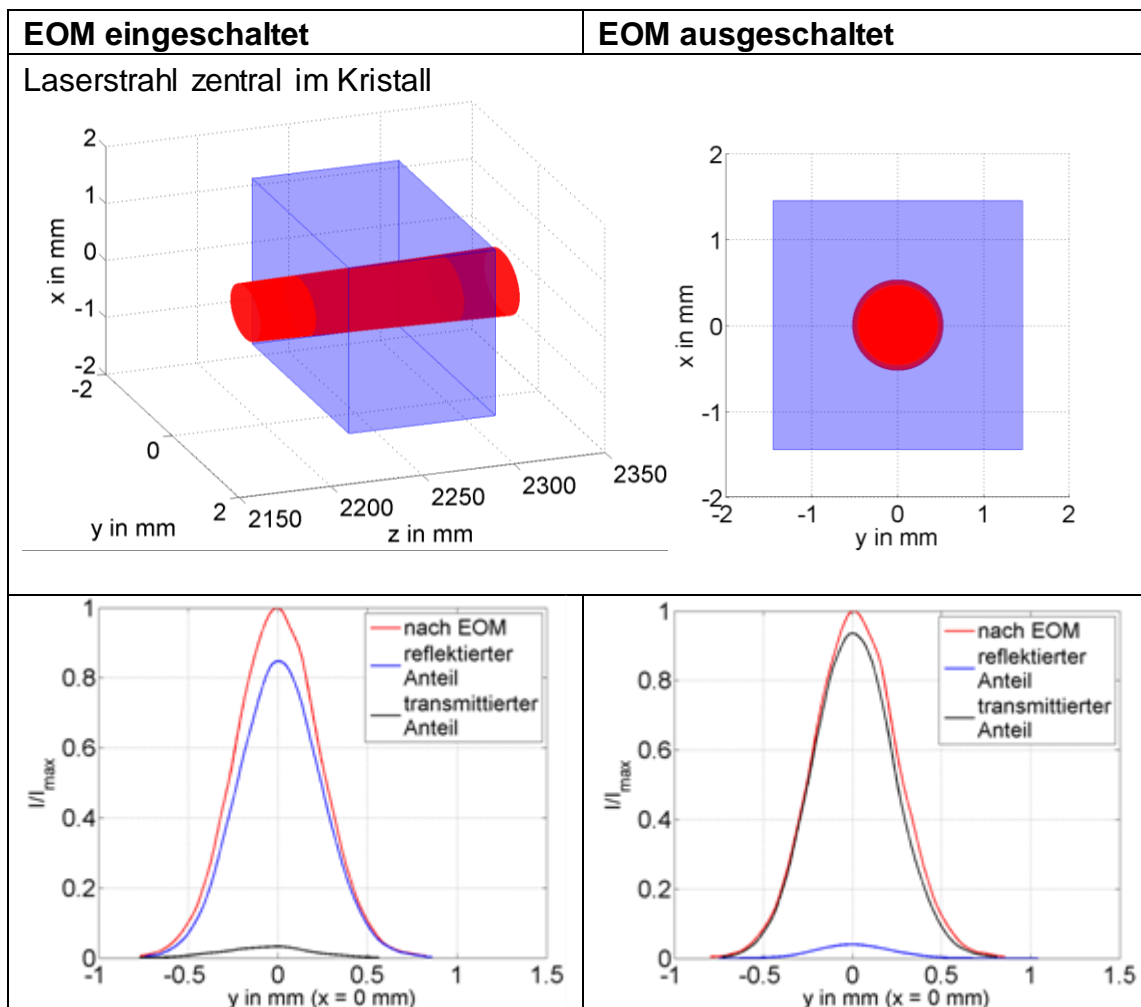


Abbildung 56: Strahlprofil ohne EOM

Tabelle 15: Strahlprofil bei zentralem Einstrahlen

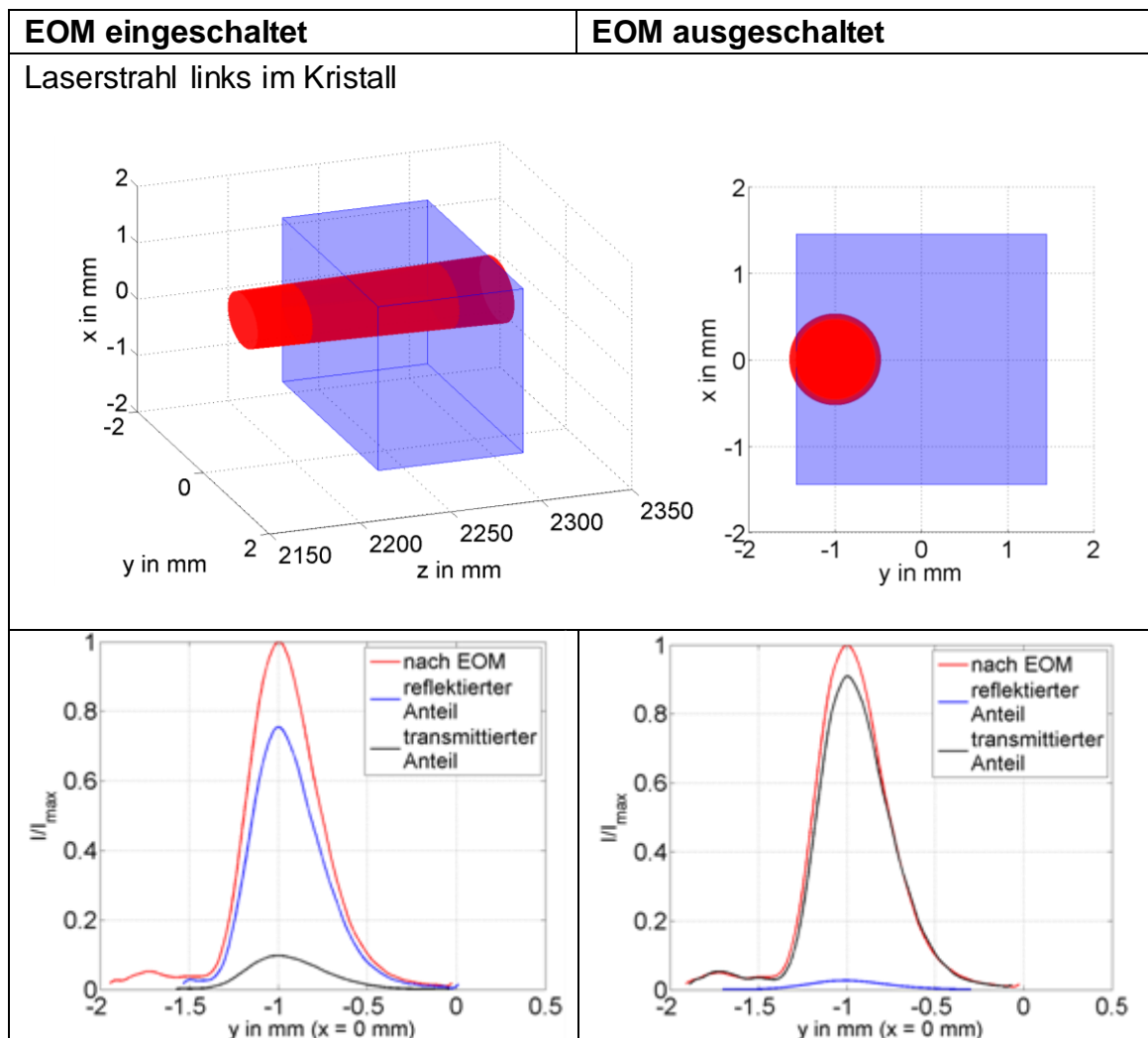


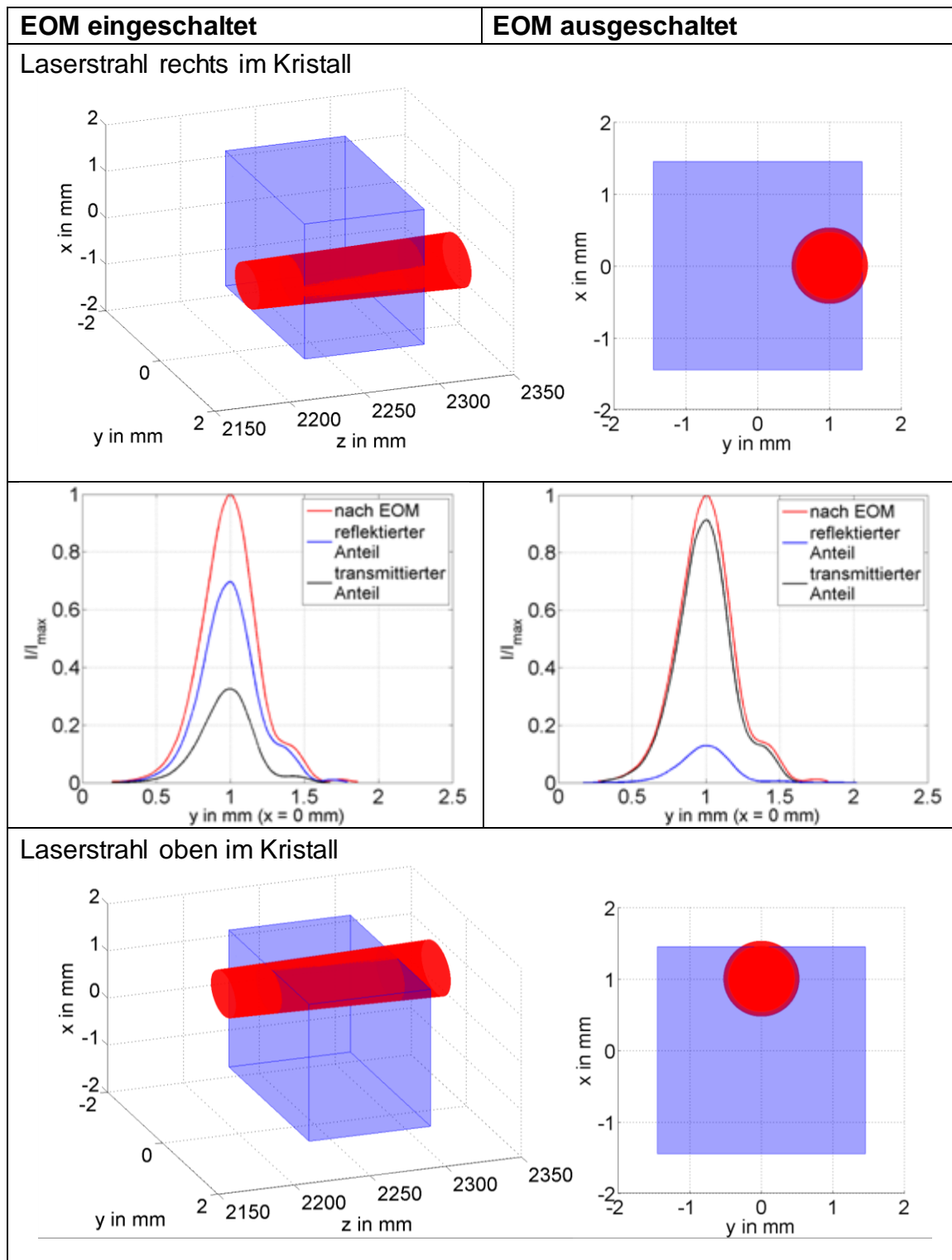
Durch den elektrooptischen Modulator wird bei zentralem Durchstrahlen des Kristalls die Form des Strahlprofils nicht beeinflusst. Ein gaußförmiges Strahlprofil liegt mit und ohne elektrooptischen Modulator vor. Durch Verluste am EOM, wie sie in Kapitel 4.2 untersucht wurden, kommt es zu einem Intensitätsverlust.

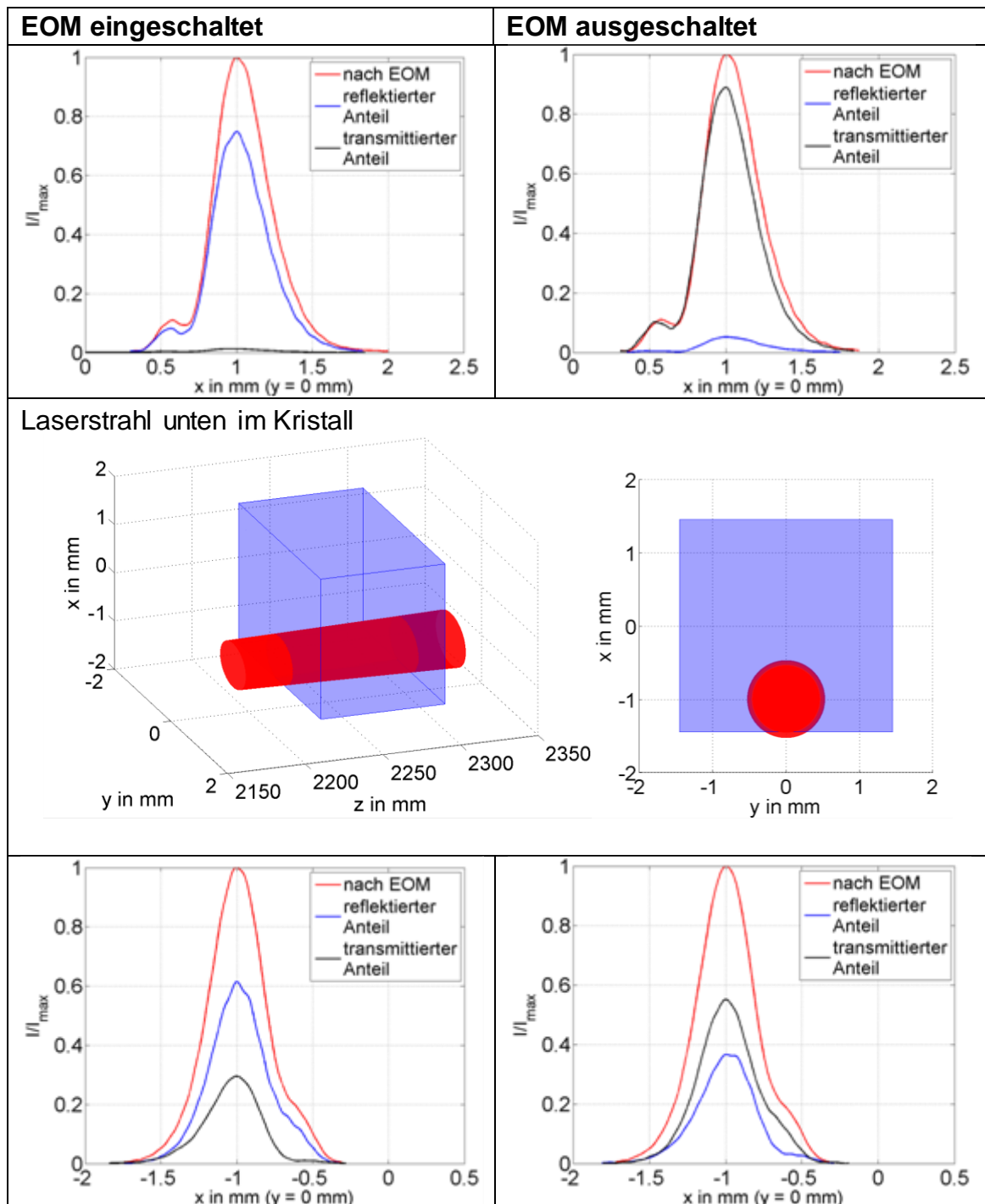
Auf das Strahlprofil ohne Analysator hat das elektrische Feld keinen Einfluss. Durch den Analysator wird der Strahl entsprechend seiner Polarisation in zwei Anteile aufgeteilt. Ohne äußeres elektrisches Feld ist der transmittierte Anteil maximal. Dennoch wird auch ein Teil des Strahles reflektiert (Tabelle 15 und Tabelle 16 rechte Spalte). Dadurch kann keine Effizienz von 100% erreicht werden. Das lässt vermuten, dass am Ausgang des Modulators elliptisch polarisierte Strahlung vorliegt. Durch das äußere elektrische Feld wird der reflektierte Anteil maximal und der transmittierte Anteil minimal (Tabelle 15 und Tabelle 16 linke Spalte).

Der am Analysator transmittierte und reflektierte Anteil sollten in der Summe das Strahlprofil ohne Analysator ergeben. Abweichungen davon könnten mit der Glättung der Strahlprofile und der Untergrundkorrektur in der Auswertung zusammenhängen. Ein weiterer Fehlereinfluss könnte das Umbauen des CMOS-Chips für die Messung des reflektierten Anteils sein. Durch die Referenzmessung konnte zwar der Einfluss der Laserschwankungen minimiert werden, aber es ist nicht auszuschließen, dass geringe Schwankungen in der Laserleistung das Ergebnis beeinflusste.

Tabelle 16: Strahlprofile am Rand des Kristalls







Trifft der Strahl aber auf den Randbereich des Kristalls, so wird das Strahlprofil an der entsprechenden Seite beeinträchtigt und wird unsymmetrisch. Beim Eintreten des Strahls in den elektrooptischen Modulator wird dieser am Rand beschnitten. Das führt zu Beugungseffekten. Durch die Kaustik des Strahls (Kapitel 3.3.1) verläuft der Strahl im Kristall divergent. Dies ist den Abbildungen des Strahlverlaufs im Kristall in Tabelle 16 angedeutet. Durch den divergenten Verlauf der Strahlkaustik vergrößert sich der Strahlradius von 0,47 mm am Eingang des elektrooptischen Modulators auf 0,51 mm am Ausgang. Dadurch könnte es zur Totalreflexion von Strahlanteilen an den Kristallflächen ohne Elektroden kommen.

Bei einer Totalreflexion kommt es entsprechend dem Goos-Hänchen-Effekt zu einem vom Einfallswinkel und der Polarisationsrichtung abhängigen Phasensprung (Hunsperger, 2009 S. 29 f). Das würde bedeuten, dass die totalreflektierten Anteile des Strahls einen anderen Phasenversatz und somit einen anderen Polarisationszustand im Vergleich zum Rest des Strahles besitzen würden. Dadurch würden Strahlanteile, die vorher reflektiert wurden, nun transmittiert und vorher transmittierte Anteile nun reflektiert. Das hätte eine Verschlechterung der Effizienz zur Folge. Durch den kleinen Divergenzwinkel wird vermutet, dass die Totalreflexion nur einen geringen Einfluss auf das Strahlprofil hat und die in den Abbildungen zu erkennenden Effekte hauptsächlich auf die Beugung zurückzuführen sind.

Die Abweichungen zwischen den Strahlprofilen oben und unten im Kristall sind dadurch zu erklären, dass die Verschiebung nicht exakt symmetrisch erfolgte. Somit wird der Strahl in der unteren Position stärker beschnitten als in der oberen Position.

4.7 Schalteffizienz, Kontrast und Abfallzeit in Abhängigkeit von der optischen Leistung

Ziel des Versuchs war es den Einfluss der optischen Leistung auf das Schaltverhalten des elektrooptischen Modulators zu untersuchen. Dazu wurde der Laser 2 verwendet. Die Strahlparameter der eingestellten Kaustik (Kapitel 3.2) sind mit den Strahlparametern nach dem Teleskopaufbau beim Laser 1 (Kapitel 3.3.1) vergleichbar. Die Versuchsanordnung ist in Abbildung 57 dargestellt.

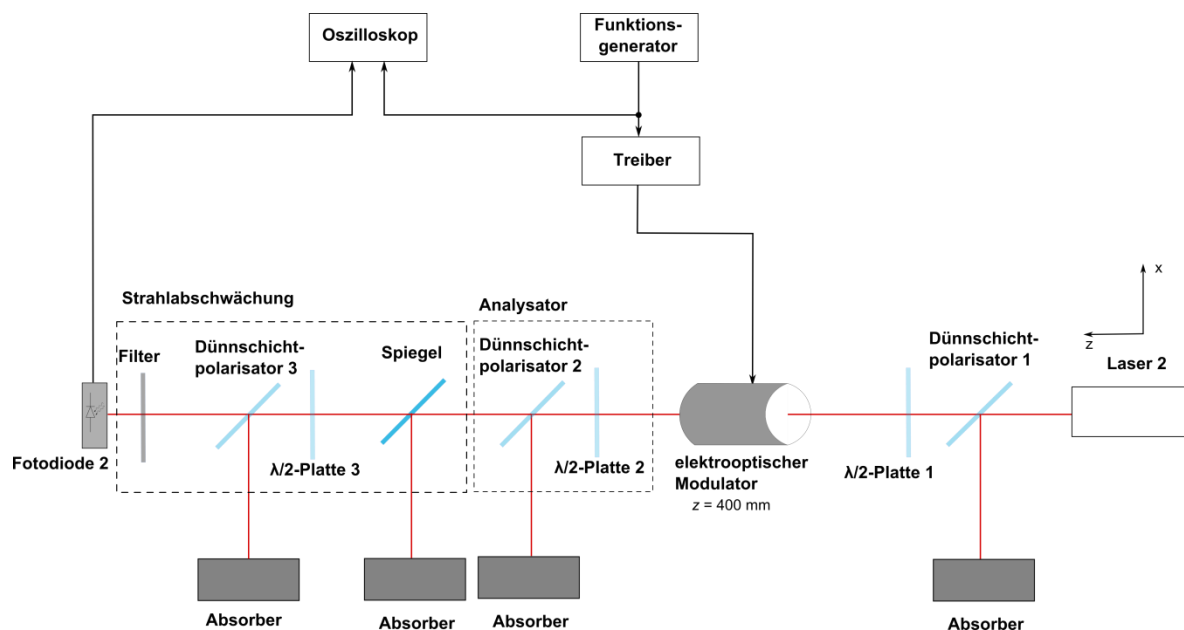


Abbildung 57: Versuchsaufbau für die Untersuchungen bei verschiedenen optischen Leistungen

Für alle Messungen wurde die Fotodiode 2 (Tabelle 3) genutzt. Damit diese nicht übersteuert wird, musste der Strahl abgeschwächt werden. Dazu diente ein Spiegel mit einem Reflexionsgrad von 99,96%. Für die Messung wurde nur der transmittierte Anteil genutzt. Eine weitere Abschwächung wurde mit einer $\lambda/2$ -Platte und einem Polarisator realisiert. Je nach Einstellung der $\lambda/2$ -Platte 3 wurde die gewünschte Leistung durch den Dünnschichtpolarisator transmittiert. Somit konnte die Leistung an dieser Stelle für die Fotodiode eingestellt werden. Vor der Fotodiode 2 befand sich für die Abschwächung noch ein optischer Filter.

Da der Laser 2 nicht getaktet betrieben werden konnte, wurde zusätzlich zum Signalverlauf mit angesteuertem EOM noch das Nullsignal bei ausgeschalteter Laserquelle und das cw-Signal bei eingeschaltetem Laser aber ausgeschaltetem EOM aufgenommen. Aus diesen drei Signalverläufen wurde entsprechend Kapitel 3.4 Anstiegszeit, Schalteffizienz, Kontrast, sowie die dazugehörigen

Messungenauigkeiten bestimmt. Für diesen Versuch wurden die in Tabelle 17 genannten Parameter verwendet.

Tabelle 17: Parameter für die Untersuchungen bei verschiedenen optischen Leistungen

Parameter	Wert
Strahlradius am Ort des EOM	0,41 mm
in EOM eingestrahlte Laserleistung	8 W bis 57 W
Frequenz	100 kHz bis 25 MHz
Drivespannung	182 V
Biasspannung	für jeden Wert nachgeregelt
Highlevel Ansteuerung EOM	1 V
Lowlevel Ansteuerung EOM	0 V

Die Biasspannung musste nachreguliert werden. Wenn dies nicht geschieht, änderte sich das Fotodiodensignal innerhalb einiger Sekunden. In Abbildung 58 ist für eine Laserleistung von 44 W und einer Frequenz von 100 kHz der Signalverlauf bei einer Biasspannung von 220V aufgenommen wurden (Fotodiodensignal 1). Das Fotodiodensignal 2 wurde bei den selben Parametern mit der gleichen Fotodiode zirka 2 Minuten später aufgezeichnet. Der Effekt hängt vermutlich mit der höheren thermischen Belastung des Kristalls durch den Laser 2 im Vergleich zum Laser 1 zusammen.

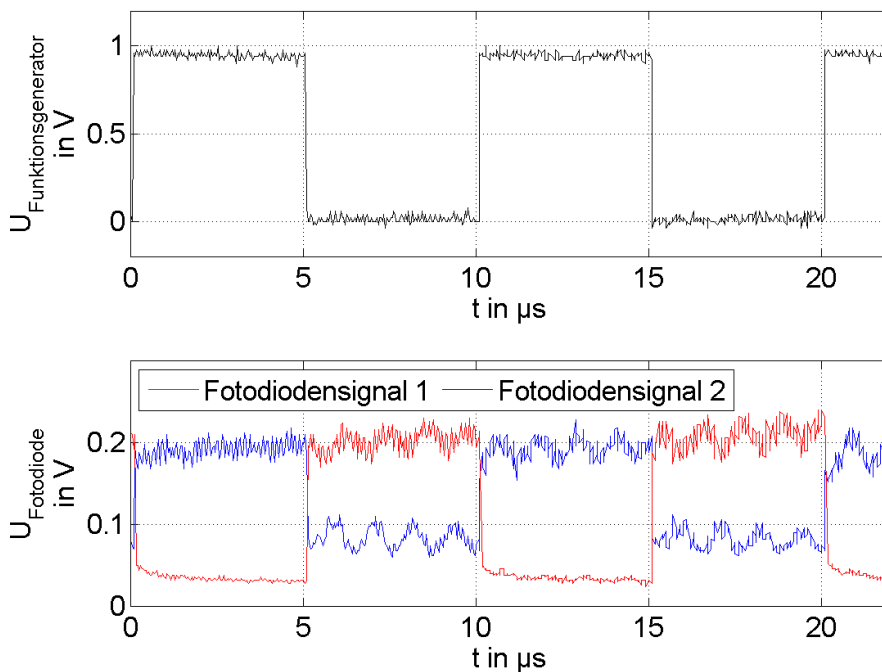


Abbildung 58: Fotodiodensignale bei gleichen Parametern und gleicher Biasspannung innerhalb weniger Minuten nacheinander aufgenommen

Die ermittelten Abfallzeiten sind in Abbildung 59 veranschaulicht. Die eingetragene Messungenauigkeit bezieht sich auf Kapitel 3.4.

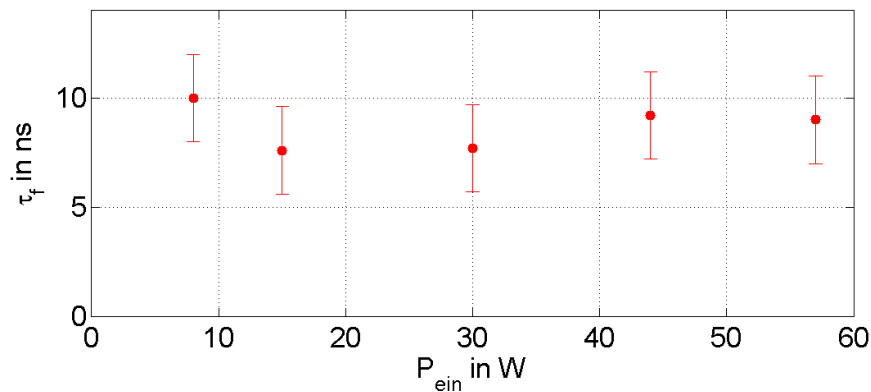


Abbildung 59: Abfallzeit bei 100 kHz für verschiedene optische Leistungen

Die Abweichungen der Messwerte liegen im Bereich der Messungenauigkeit. Das bedeutet, dass die Abfallzeit für den betrachteten Bereich unabhängig von der optischen Leistung ist. Die Abfallzeit wird durch das Funktionsgeneratorsignals bestimmt.

Die Ergebnisse für den Kontrast und die Schalteffizienz sind in Abbildung 60 und Abbildung 61 zusammengestellt. Zum Vergleich wurden die ermittelten Werte für 200 mW aus Kapitel 4.5 mit eingetragen. Auch die relative Amplitudendifferenz wurde ermittelt. Die Ergebnisse konnten aber aufgrund der schwankenden Biasspannung nicht in die Auswertung einbezogen werden.

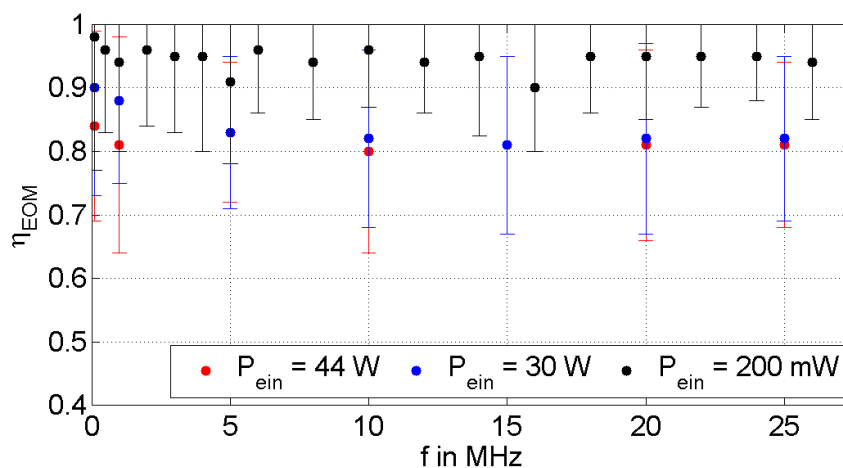


Abbildung 60: Schalteffizienz in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz für verschiedene optische Leistungen

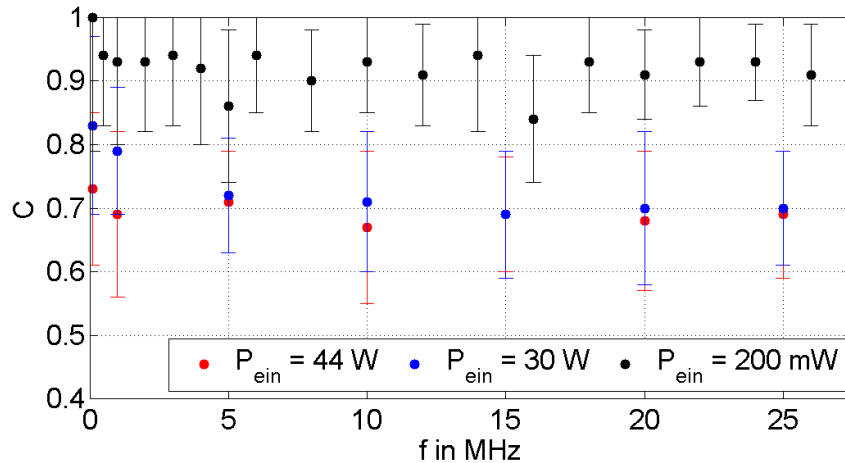


Abbildung 61: Kontrast in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz für verschiedene optische Leistungen

Für eine optische Leistung von 30 W und 44 W könnten Unterschiede bezüglich der Schalteffizienz und des Kontrastes auf die Veränderung der Signale durch die Biasspannung zurückgeführt werden (Abbildung 58). Jedoch weichen die Schalteffizienz um 0,15 und der Kontrast um 0,2 bei diesen Leistungen gegenüber den Werten bei 200 mW ab. Dies könnte an der Erwärmung des Kristalls liegen. Abbildung 62 zeigt, dass sowohl der Kontrast, als auch die Schalteffizienz mit steigender optischer Leistung abnehmen. Dieser Effekt lässt auf eine thermische Ursache schließen.

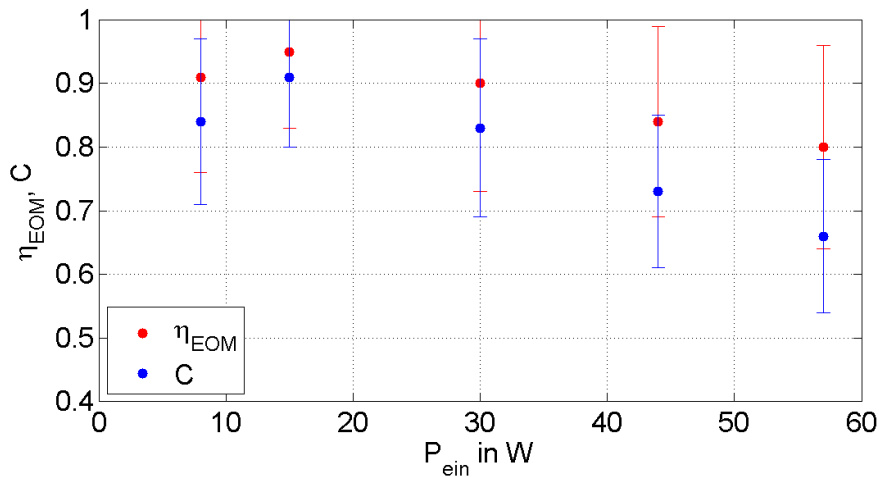


Abbildung 62: Schalteffizienz und Kontrast in Abhängigkeit der optischen Leistung bei 100 kHz

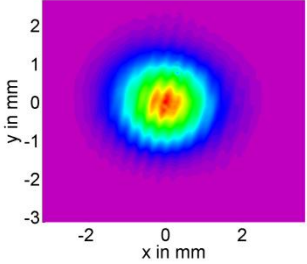
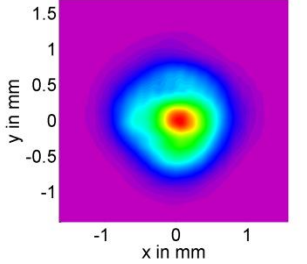
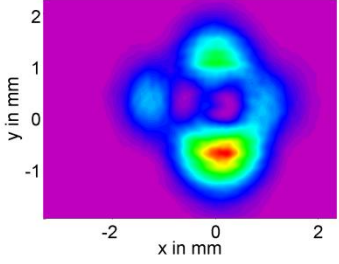
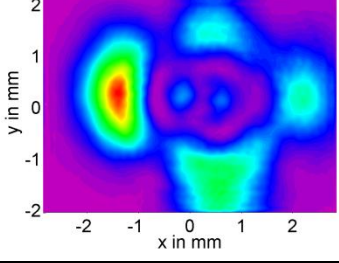
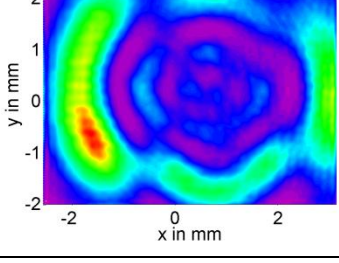
Die Absorption der Laserstrahlung durch den Kristall führt zum Ausbilden eines inhomogenen Temperaturprofils. Durch die laterale räumliche Strahlverteilung in Form eines Gaußprofils werden Bereiche des Kristalls in der Mitte des Strahls stärker erwärmt als äußere. Da die Brechungsindizes von Lithiumtantalat temperaturabhängig sind, kommt es im Zentrum des Laserstrahls zu einer anderen Phasenverschiebung und damit zu einem anderen Polarisationszustand als am Rand des Laserstrahls. Dadurch sinkt die Schalteffizienz und der Kontrast bei höheren Leistungen (Kapitel 2.4.3) (Bäumer, et al., 2003).

Außerdem bewirken der Temperaturgradient und die temperaturabhängigen Brechungsindizes das Ausbilden einer Gradientenindexlinse. Da der Temperaturkoeffizient des Brechungsindex bei Lithiumtantalat positiv ist, bildet sich eine Sammellinse aus. Zusätzlich kommt es aber auch zu einer Ausdehnung des Kristalls, die durch den Wärmeausdehnungskoeffizienten beschrieben wird. Auch die Ausdehnung wirkt sich auf die optische Weglänge der Strahlen und somit auf das Strahlprofil aus. Die Überlagerung beider Effekte wird als thermische Linse bezeichnet.

Durch die thermische Linse ändern sich die optischen Wege der beiden Teilstrahlen im Kristall. Es könnte somit sein, dass der Strahlversatz zwischen ordentlichen und außerordentlichen Strahl nicht mehr, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, kompensiert wird (Tabelle 18 für $P_{ein} \geq 30$ W).

Das verschlechterte Strahlprofil könnte ebenfalls eine Ursache für die schlechtere Schalteffizienz und den schlechteren Kontrast sein. Die Strahlprofile wurden an der Position der Fotodiode mit einem CMOS-Chip aufgenommen.

Tabelle 18: Strahlprofile bei verschiedenen optischen Leistungen

P_{ein} in W	Strahlprofil
8	
15	
30	
44	
58	

4.8 Fehlerbetrachtung

Zusätzlich zu den in den einzelnen Kapiteln beschriebenen Fehlerquellen gab es noch weitere Störeinflüsse, die im Folgenden beschrieben werden.

Für eine optimale Strahlschaltung sollte der Laserstrahl linear in einem Winkel von 45° zur optischen Achse des Kristalls polarisiert sein. Es konnte nicht sichergestellt werden, dass ausschließlich linear polarisierte Strahlung vorliegt. Auch die Justage des Polarisationswinkels unterliegt einer Toleranz. Gleiches gilt auch für die Justage des Analysators.

Aufgrund der Erwärmung des Modulators durch den Laserstrahl aber auch durch äußere Einflüsse, musste die Biasspannung ständig nachgeregelt werden. Dies erfolgte manuell, was mit einer Ungenauigkeit einhergeht.

Einen weiteren Einfluss auf die Ergebnisse hatten elektrische Störfelder von anderen Anlagen. Diese bewirkten ein Rauschen auf den Fotodiodensignalen, dass sich auf die berechneten Ergebnisse auswirkte.

Störstellen im Kristall können zur Absorption und zur Streuung der Laserstrahlung führen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassend ist festzustellen, dass der elektrooptische Modulator bei kleinen Laserleistungen bis zu einer Frequenz von 40 MHz mit einer hohen Effizienz von über 90% betrieben werden kann.

Die gemessenen Schaltzeiten sind im betrachteten Bereich unabhängig von den eingestrahlten optischen Leistungen und vom Strahlradius. Für hohe Frequenzen scheint die Schaltzeit abzunehmen. Die Anstiegs- und Abfallgeschwindigkeiten bleiben aber konstant. Diese wurden im Wesentlichen durch das Funktionsgeneratorsignal begrenzt.

Durch Reflexion an den Grenzflächen der Kristalle, sowie durch Absorption und Streuung treten bei dem Modulator Verluste von ca. 8% auf.

Bei Laserleistungen von mehr als 30 W kommt es zu starken Einbußen in der Schalteffizienz und zu einer Verschlechterung des Strahlprofils. Bei einer Laserleistung von 58 W konnte nur noch eine Schalteffizienz von 80% erreicht werden. Die Verminderung der Strahlqualität bei höheren Leistungen ist auf thermische Effekte zurückzuführen. Daher sollten weitere Versuche zum thermischen Verhalten des elektrooptischen Modulators durchgeführt werden und eine Kühlung in Betracht gezogen werden. Die geringen einsetzbaren Laserleistungen und das schlechte Strahlprofil bei hohen Laserleistungen führen dazu, dass der untersuchte Modulator nur eingeschränkt in der Materialbearbeitung eingesetzt werden kann. Es muss daher nach Lösungen für höhere optische Leistungen gesucht werden. Neben einer Kühlung ist ein weiterer Ansatzpunkt der Einsatz eines anderen Kristallmaterials mit einer höheren Zerstörschwelle wie zum Beispiel Kaliumhydrogenphosphat (KDP) (L. F. Weaver, 1990).

Um weitergehende Informationen über den Schaltvorgang im EOM zu erhalten, sollte das Strahlprofil im EOM untersucht werden. Das könnte mit Hilfe eines abbildenden Systems realisiert werden.

Durch das Einbringen eines zweiten elektrooptischen Modulators in den Strahlengang könnte die Effizienz erhöht werden.

Während der Versuche wurde die Biasspannung immer manuell nachgeregelt. Für den industriellen Einsatz sollte daher eine Möglichkeit der automatischen Einstellung gefunden werden.

Literaturverzeichnis

Barrios, Carlos Angulo, de Almeida, Vilson Rosa and Lipson, Michal Lipson. 2003. Low-Power-Consumption Short-Length and High-Modulation-Depth Silicon Electrooptic Modulator. *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*,. April 2003, Vol. 21, No. 4.

Bäumer, Ch., et al. 2003. Determination of the composition of lithium tantalate crystals by zero-birefringence measurements. *APPLIED PHYSICS LETTERS*. 2003, Vol. 82, N. 14.

Born, Max. 1981. *Optik*. Nachdruck der 3. Auflage. Berlin : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1981.

ConOptics, Inc. Model 25D Manual.

DIN EN ISO 11146-1. 2005. Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für Laserstrahlvermessung, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen - Teil 1: Stigmatische und einfache astigmatische Strahlen. 2005.

Enscoe, Robert F. and Kocka, Richard J. 2003. Electro-Optic Modulation: Systems and Applications. [Online] 04 17, 2003. [Cited: 06 04, 2013.] http://www.polytec.com/fileadmin/user_uploads/Products/Laser_und_Zubehoer/Laserkomponenten/Documents/Accessories.pdf.

Goldstein, Robert. 1986. Electro-Optic Devices in Review. *Lasers & Applications*. 1986, April.

Hoffmann, Jörg. 2002. *Taschenbuch der Messtechnik*. München, Wien : Carl Hanser Verlag, 2002.

Hunsperger, Robert G. 2009. *Integrated Optics - Theory and Technology*. New York : Springer Science+Business Media, 2009.

IPG Laser GmbH. 2007. YLR- 3000 SM Ytterbium Faser Laser Benutzerhandbuch. 2007.

Kleber, Will, Bautsch, Hans-Joachim and Bohm, Joachim. 1990. *Einführung in die Kristallographie*. 17., stark bearbeitete Auflage. Berlin : Verlag Technik GmbH, 1990.

L. F. Weaver, C. S. Petty, D. Eimerl. 1990. Multikilowatt Pockels cell for high average power laser systems. *Journal of Applied Physics*. 1990, Vol. 68, No. 6.

LASER COMPONENTS GmbH. 2010. *Dünnsfilm-Polarisatoren.* 2010.

Lindner, Helmut, Brauer, Harry and Lehmann, Constans. 1999. *Taschenbuch der Elektrotechnik und Elektronik.* 7. Auflage. München, Wien : Carl Hanser Verlag, 1999.

Marquardt, Franka. 2012. *Masterarbeit - Untersuchungen zur schnellen Strahlschaltung mit akustooptischen modulatoren.* Mittweida : s.n., 2012.

Meschede, Dieter. 2008. *Optik, Licht und Laser.* 3. durchgelesene Auflage. Wiesbaden : Vieweg+Teubner|GWV Fachverlage GmbH, 2008.

Pedrotti, F., et al. 2002. *Optik für Ingenieure - Grundlagen.* 2. Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer Verlag, 2002.

POLYTEC GmbH. 2008. *Electro-Optic Components and Systems.* Berlin : s.n., 2008.

Quellmalz, Dana. 2013. *Untersuchungen zur schnellen Strahlschaltung mit Hilfe eines akustooptischen Modulators.* Mittweida : s.n., 2013.

RIGOL Technologies, Inc. 2010. *RIGOL Data Sheet DG2000 Series Function/Arbitrary Waveform Generator DG2041A, DG2021A.* 2010.

RIGOL Technologies, INC. 2011. *RIGOL Data Sheet DS1000CA Series Digital Oscilloscopes.* 2011.

Saleh, Bahaa E. A. and Teich, Malvin Carl. 2008. *Grundlagen der Photonik.* [trans.] Michael Dr. Bär. 2., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage. Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008.

THORLABS, Inc. 2011. *DET10A Operating Manual – High Speed GaP Detector.* 2011.

—. 2013. *DET10N, DET10N/M Extended InGaAs Biased Detector User Guide.* 2013.

Thorlabs, Inc. 2013. High-Speed Photodetectors. [Online] 2013. [Cited: Oktober 24, 2013.] http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1295.

Union Optic, Inc. 2013. LiNbO₃ & LiTaO₃. [Online] 2013. [Cited: 10 07, 13.] http://www.u-optic.com/gid_160_prdid_166_pid_405_l_1.

Weis, R. S. and Gaylord, T. K. 1985. Lithium Niobate: Summary of Physical Properties and Crystal Structure. *Applied Physics A.* 1985, 37.

Yariv, Amnon. 1989. *Quantum electronics*. 3. Auflage. Pesadena : John Wiley & Sons, Inc., 1989.

Anhang

Teil 1 : Spezifikation Laser 2.....	vi
Teil 2 : Datenblatt Fotodiode 1.....	vii
Teil 3 : Datenblatt Fotodiode 2.....	viii

Teil 1 : Spezifikation Laser 2

15

5. Spezifikationen

1. Optische Merkmale

NN	Merkmal	Prüfbedingung	Symbol	Min.	Typ.	Max.	Einheit
1	Betriebsmodus			CW, QCW			
2	Polarisation			zufällig			
3	Nominale Leistung des Ausgangs		P_{nom}	3.0			kW
4	Ausgangsleistung Abstimmungsbereich			10		100	%
5	Wellenlänge der Emission	Leistung am Ausgang 3 kW		1068		1080	nm
6	Linienbreite der Emission	Leistung am Ausgang 3 kW			7	10	Nm
7	Schaltzeit EIN / AUS	Leistung am Ausgang 3 kW			100	200	µsek
8	Modulationsrate	Leistung am Ausgang 3 kW				2.0	kHz
9	Leistungsstabilität	Über 8 Std. $T_{Wasser} = konst.$ Leistung am Ausgang 3 kW			±1.0	±2.0	%
10	Strahlparameterprodukt*		M^2		1.1	1.25	
11	Numerischer Apertur	$(1/e^2)$	θ		28	32	Mrad
12	Ausgangsfaserlänge		L		4		M
13	Biegeradius des Faserkabels: belastet: unbelastet		R	100 200			Mm
14	Rückreflexion	Unter Beschränkungen				10	%
15	Faserstecker			IPG, QBH - kompatibel			

* Messgenauigkeit mit PRIMES FM $\pm 10\%$

(IPG Laser GmbH, 2007)

Teil 2 : Datenblatt Fotodiode 1

PO Box 366, 435 Route 206N, Newton, NJ 07860
Ph (973) 579-7227, Fax (973) 300-3600, <http://www.thorlabs.com>

**DET10A Operating Manual – High Speed GaP Detector****Description:**

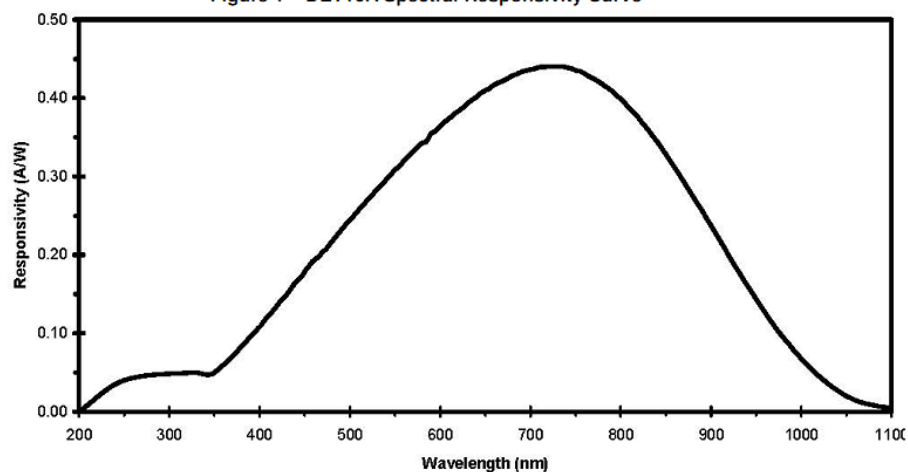
The Thorlabs DET10A is a ready-to-use high-speed photo detector. The unit comes complete with a photodiode and internal 12V bias battery enclosed in rugged aluminium housing. The DET10A includes a removable 1" optical coupler (SM1T1), providing easy mounting of ND filters, spectral filters, fiber adapters (SMA, FC and ST style), and other Thorlabs 1" stackable lens mount accessories.

The DET10A includes two #8-32 tapped mounting holes with a 0.25" mounting depth, while the DET10A/M has two M4 tapped mounting holes. A 12V A23 battery is included.

Specifications:

Electrical			General	
Detector:		Silicon PIN	On / Off Switch:	Slide
Active Area:		0.8mm ² (Ø1.0 mm)	Output:	BNC (DC Coupled)
Wavelength Range:	λ	200 to 1100 nm	Package Size:	2.8"x1.9" x 0.83"
Peak Wavelength:	λ_p	750 nm (typ)		70mm x 48mm x 21mm
Peak Response (typ):	$R(\lambda_p)$	0.45 A/W (typ)	PD Surface Depth:	0.12" (3.1mm)
Diode Capacitance:	C_J	6pF	Weight:	0.2 lbs
Rise/Fall Time:	t_r / t_f	1ns (max.)	Accessories:	SM1T1 Coupler SM1RR Retainer Ring
Linearity Limit (Current):		1mA	Storage Temp:	-25 to 70°C
(Power):		2mW (min @ λ_p)	Operating Temp:	10 to 50°C
NEP (750nm):		1.9x10 ⁻¹⁴ W/√Hz (max.)	Battery:	A23, 12V _{DC} , 40mAh
Bias Voltage:	V_{BIAS}	10V (9V min)	Low Battery Voltage ³	(See 'Battery Check')
Dark Current ² :	I_D	0.3nA (2nA max.)	V _{OUT} (Hi-Z):	~9V
Output Voltage:	V_{OUT}	0 to 10V	V _{OUT} (50Ω):	~400mV

1. All measurements performed with a 50Ω load unless stated otherwise.
2. Measured with specified Bias Voltage.
3. Assumes the battery voltage drops below 9.6V. The reverse protection diode generates a 0.6V drop.

Figure 1 – DET10A Spectral Responsivity Curve

(THORLABS, Inc., 2011)

Teil 3 : Datenblatt Fotodiode 2

InGaAs Biased Detector

Chapter 7 Specifications

All measurements performed with a 50 Ω load unless stated otherwise.

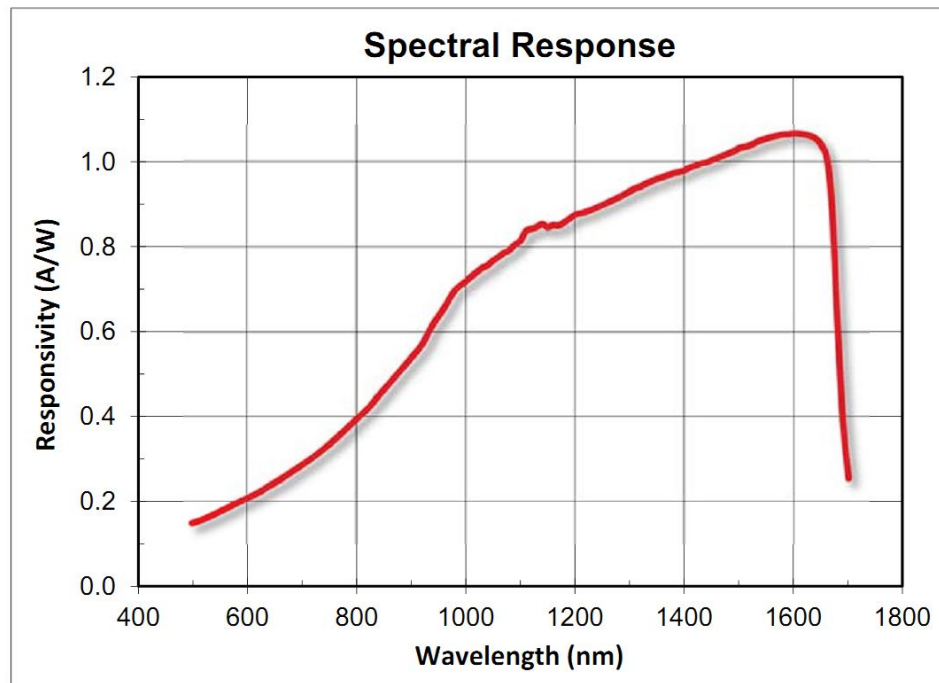
Electrical Specifications		
Detector		InGaAs PIN
Active Area		$\varnothing 1$ mm (0.8 mm ²)
Wavelength Range	λ	500 to 1700 nm
Peak Wavelength	λ_p	1550 nm
Peak Response ²	$\mathfrak{R}(\lambda_p)$	1.0 A/W (typ)
Shunt Resistance	R_{sh}	100 M Ω
Diode Capacitance, 5V	C_J	50 pF
Rise Time ^{2,3}	t_r	5 ns (typ) 6 ns (max)
NEP (λ_p)		0.2×10^{-12} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Bias Voltage	V_R	5.0 V
Dark Current ² (with 1 M Ω Load)	I_D	1.5 nA (typ) 10 nA (max)
Output Voltage	V_{OUT}	0 to 5.0 V
General		
On/Off Switch		Slide
Battery Check Switch		Momentary Pushbutton
Output		BNC (DC Coupled)
Package Size		2.8" x 1.9" x 0.83" (70 mm x 48 mm x 21 mm)
PD Surface Depth		0.13" (3.4 mm)
Weight		0.2 lbs
Accessories		SM1T1 Coupler SM1RR Retainer Ring
Storage Temp		-20 to 70 °C
Operating Temp		10 to 50 °C
Battery		A23, 12 V _{DC} , 40 mAh
Low Battery Voltage ⁴		(See Battery Check)
V_{OUT} (Hi-Z)		~9 V
V_{OUT} (50 Ω)		~400 mV

² Measured with specified bias voltage of 5.0 V

³ Low battery voltage will result in slower rise times and decreased bandwidth.

⁴ Assumes the battery voltage drops below 9.6 V. The reverse protection diode generates a 0.6 V drop.

7.1. Response Curve



Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mittweida, den 22.11.2013

Dana Quellmalz